ARCHIV FÜR METEOROLOGIE, GEOPHYSIK UND BIOKLIMATOLOGIE

HERAUSGEGEBEN VON

DOZENT DR. W. MÖRIKOFER
PHYSIKALISCH-METEOROLOGISCHES OBSERVATORIUM DAVOS

PROF. DR. F. STEINHAUSER
ZENTRALANSTALT FÜR METEOROLOGIE UND GEODYNAMIK WIEN

SERIE A
METEOROLOGIE UND GEOPHYSIK

BAND V, 2. HEFT
MIT 32 TEXTABBILDUNGEN
(ABGESCHLOSSEN AM 14. OKTOBER 1952)

WIEN
SPRINGER-VERLAG
1952

Arch. Met. Geoph. Biokl. A.

Serie A, Band V **Inhaltsverzeichnis** Heft 2

Seite

Arakawa, H. Zonal Wind-Profile between the Pole and the Equator Given by a Single Expression. (With 1 figure) 129

James, R. W. Some Remarks on the Thermodynamics of Cyclones and Anticyclones 136

Ehrenberg, W. W. Beitrag zum Problem der Eisbildung in Wasserwolken. (Mit 3 Textabbildungen) 158

Jacobi, W., Chr. Junge und **W. Lippert.** Reihenuntersuchung des natürlichen Aerosols mittels Elektronenmikroskops. (Mit 6 Textabbildungen) 166

Schaffhauser, J. Messung von kurzperiodigen Schwankungen der Luftionisation. (Mit 5 Textabbildungen) 179

Wichmann, H. Zur Theorie des Gewitters. (Mit 17 Textabbildungen) 187

Toperczer, M. Der Verlauf der erdmagnetischen Elemente in Wien, 1851—1950 231

Buchbesprechungen 250

Hann-Süring. Lehrbuch der Meteorologie, 5. Aufl. (F. Steinhauser). — Landolt-Börnstein. Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomie, Geophysik und Technik, 6. Aufl., Bd. III (F. Steinhauser). — H.-J. aufm Kampe. Das Wetter und seine Ursachen (F. Steinhauser). — Kuiper, G. P. The Atmospheres of the Earth and Planets, 2. Aufl. (F. Steinhauser). — Hess, P., und H. Brezowsky. Katalog der Großwetterlagen Europas (F. Steinhauser). — Höhn, R. Über den Jahresverlauf der absoluten und relativen Topographie im Zusammenhang mit Singularitäten, Großwetterlagen und Wetterrhythmen (F. Steinhauser). — Muralt, A. von. Zwanzig Jahre Hochalpine Forschungsstation Jungfraujoch (W. Mörikofer). — Craig, R. A. The Observations and Photochemistry of Atmospheric Ozone and Their Meteorological Significance (F. Steinhauser). — Schütze, R. Wetterflieger in der Arktis (F. Steinhauser). — Dieterichs, H. Gesamtregister der Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre (F. Steinhauser) — Toperczer, M. Geophysik (F. Steinhauser) — Chapman, S. The Earth's Magnetism (F. Steinhauser). — Müller, M. Die physikalisch-technischen Fortschritte der Geoelektrik (M. Toperczer). — Fanselau, G. Ergebnisse der Beobachtungen am Adolf-Schmidt-Observatorium für Erdmagnetismus in Niemegk in den Jahren 1939 bis 1944 (F. Steinhauser). — Gebelein, H., und H.-J. Heite. Statistische Urteilsbildung (F. Steinhauser).

Das

„Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie"

erscheint in zwangloser Folge in zwei parallelen Serien:

Serie A Meteorologie und Geophysik: Allgemeine, theoretische und synoptische Meteorologie, Geophysik der Atmosphäre, des Meeres und des festen Erdbodens.

Serie B Allgemeine und biologische Klimatologie: Allgemeine und medizinische Klimatologie, Agrar- und Mikroklimatologie, Meteorobiologie, Strahlungsforschung.

Die beiden Serien können unabhängig voneinander bezogen werden. Die Hefte werden einzeln berechnet und zu Bänden von 25—30 Bogen vereinigt.

Das Archiv soll wissenschaftlich einwandfreie Arbeiten von allgemein fachlichem Interesse veröffentlichen. Es werden deshalb nur Originalarbeiten aufgenommen, die neue Erkenntnisse bringen, und zwar Aufsätze größeren Umfanges wie auch kleine Mitteilungen. Gelegentlich wird auch durch Sammelreferate über die neuesten Ergebnisse einzelner Spezialgebiete ein Überblick über den jeweiligen Stand eines bestimmten Problems gegeben werden, wobei besonders durch Hervorheben der

Fortsetzung auf der III. Umschlagseite

551.513:551.55

(Meteorological Research Institute, Suginami-ku, Tokyo.)

Zonal Wind-Profile between the Pole and the Equator Given by a Single Expression.

By

H. Arakawa.

With 1 figure.

Abstract. The mechanism of the maintenance of the mean zonal circulation of the atmosphere is discussed from the point of view of vorticity transfer and vorticity generation by atmospheric disturbance. The method of analysis used is quite similar with that given by A. ÅNGSTRÖM which offers a simple explanation for the mean temperature distribution over the surface of the earth. The annual mean zonal winds over the earth are expressed in a single expression, whereas the zonal wind distribution given by ROSSBY, KASAHARA and KUO have all been given for the polar cap and the tropical region separately. The general trends of the latitude variation of the zonal winds computed here fit the observations quite well.

Zusammenfassung. Der Mechanismus der Erhaltung der mittleren zonalen Zirkulation der Atmosphäre wird unter dem Gesichtspunkt der Übertragung und der Neubildung der Wirbelstärke (vorticity) durch atmosphärische Störungen diskutiert. Die zur Analyse benützte Methode ist ähnlich dem von A. ÅNGSTRÖM angegebenen Verfahren, das eine einfache Erklärung für die mittlere Temperaturverteilung über die Erdoberfläche bietet. Die mittleren jährlichen zonalen Winde werden über die ganze Erde durch einen einzigen Ausdruck wiedergegeben, während die von ROSSBY, KASAHARA und KUO angegebenen zonalen Windverteilungen für die Polarregion und das Tropengebiet getrennt berechnet sind. Die hier berechnete allgemeine Tendenz der Breitenvariation der zonalen Winde stimmt mit den Beobachtungen recht gut überein.

Résumé. On examine le mécanisme de l'entretien de la circulation zonale moyenne de l'atmosphère du point de vue du transfert et de la régénération de la force tourbillonnaire (vorticity) par des perturbations atmosphériques. La méthode d'analyse utilisée est analogue au procédé indiqué par A. ÅNGSTRÖM qui fournit une explication simple de la distribution moyenne de la température à la surface du globe. Une seule formule exprime les vents

zonaux moyens annuels sur toute la terre, tandis que l'on calcule séparément les répartitions zonales des régions polaire et tropicale données par ROSSBY, KASAHARA et KUO. La tendance générale de variation des vents zonaux selon la latitude est en accord satisfaisant avec les faits observés.

I. Introduction.

Through the works of the Chicago school of meteorologists (1947), the idea of the jet-stream and the absolute vorticity was elaborated in a way which has shown itself very fruitful for the conception of a number of dynamical processes in the general circulation of the atmosphere. Thus C. G. ROSSBY (1947) showed not only how the vorticity exchange through lateral mixing between the polar atmosphere and the tropical atmosphere could be computed on the simple assumption concerning the conservation of the absolute vorticity, but also how the distribution of westerlies in middle latitudes could be computed on the basis of the same assumption. Several expressions for the distributions of the mean zonal winds have been derived by ROSSBY (1947), KASAHARA (1950), KUO (1951) and others. They fit the observations very closely.

For example, C. G. ROSSBY has shown that a polar air cap which as a result of lateral stirring had acquired a constant absolute vertical vorticity would possess a zonal velocity $\bar{u}$, given by

$$\bar{u} = a\,\Omega \cos\Phi \cdot (1 - \sin\Phi)/(1 + \sin\Phi), \quad (\Phi \geqq \Phi_c), \tag{1}$$

where a is the radius of the earth, Ω the angular velocity of the earth's rotation, Φ the latitude, and Φ_c the critical latitude or the latitude of the zonal wind maximum. South of the zonal wind maximum, the wind would decrease at a rate corresponding to a constant angular momentum, i. e.,

$$\bar{u} = (\text{const}/a\cos\Phi) - a\,\Omega\cos\Phi, \quad (\Phi \leqq \Phi_c). \tag{2}$$

KASAHARA (1950) showed that it was frequently found that the wind south of the zonal wind maximum would decrease at a rate corresponding to another constant vertical component of the absolute vorticity, instead of Eq. (2). To derive the zonal wind distribution, KUO (1951) also assumes a plausible distribution of perturbations, and then finds the resulting distributions for the region between Φ_c and the pole and for the region between Φ_c and the equator.

In view that this distribution of zonal wind velocity is of extreme importance to the interpretation of dynamics of the zonal circulation of the atmosphere, I would like to derive *a single functional form* expressing the annual mean zonal wind-profile in its dependence on latitude between the equator and the pole without separating the earth into the polar and the tropical regions.

II. The Single Functional Form.

With C. G. ROSSBY (1947), the absolute vorticity $\bar{Z}$ of the polar cap is assumed to have the value $2\,\Omega$, and it follows that the appropriate

expression for the annual mean absolute vorticity (see Appendix) is given by

$$\bar{Z} = -\frac{d\,(\bar{u} \cdot \cos \Phi)}{a \cos \Phi\, d\Phi} + 2\,\Omega \sin \Phi = 2\,\Omega - \frac{7}{32} A \cos^4 \Phi, \tag{3}$$

where A is assumed to be a constant. H. Solberg (1939), H. Arakawa (1941a, b), Kleinschmidt (1941) and others showed that the negative absolute vorticity or the increasing angular momentum polward would tend to create instability of the zonal wind system, so that we must exclude the region $\bar{Z} < 0$. To solve this equation is not so difficult, i. e.,

$$\bar{u} \cos \Phi = a\,\Omega\,(\sin^2 \Phi - 2 \sin \Phi) + \\ + \frac{7}{32}\, a\, A \left(\sin \Phi - \frac{2}{3} \sin^3 \Phi + \frac{1}{5} \sin^5 \Phi\right) + c,$$

where c is an integration constant. The zonal wind at the pole must be finite, so that

$$c = a\,\Omega - (7\,a\,A/60).$$

The final solution for the zonal wind speed is thus given by

$$\bar{u} = \frac{1}{\cos \Phi}\left\{a\,\Omega\,(1 - \sin \Phi)^2 + \frac{7}{480}\, a\, A\,(1 - \sin \Phi)^2\,(-8 - \sin \Phi + \right. \\ \left. + 6 \sin^2 \Phi + 3 \sin^3 \Phi)\right\},$$

or

$$\bar{u} = \frac{a\,\Omega \cos \Phi\,(1 - \sin \Phi)}{1 + \sin \Phi}\left\{1 - \frac{7}{480}\,\frac{A}{\Omega}\,(8 + \sin \Phi - 6 \sin^2 \Phi - 3 \sin^3 \Phi)\right\}.$$

Comparing this solution with Eq. (1), we can get C. G. Rossby's wind profile on putting $A = 0$ in the last equation.

If the wind profile, and hence the vorticity distribution in both hemispheres are assumed to be symmetric with respect to the equator, then we have

$$(\bar{Z})_{\Phi = 0} = 0, \text{ i. e., } A = 2\,\Omega \cdot (32/7),$$

and

$$\boxed{\bar{u} = \frac{a\,\Omega \cos \Phi\,(1 - \sin \Phi)}{1 + \sin \Phi}\left\{1 - \frac{1}{7.5}\,(8 + \sin \Phi - 6 \sin^2 \Phi - 3 \sin^3 \Phi)\right\}.} \tag{4}$$

The corresponding distribution of absolute vorticity is given by

$$\boxed{\bar{Z} = 2\,\Omega\,(1 - \cos^4 \Phi).} \tag{3'}$$

The distribution of zonal motion in a atmospheric shell, expressed in fractions of the equatorial linear velocity ($a\,\Omega$), and the corresponding absolute vorticity distribution, expressed in fractions of the vorticity of

the polar air cap ($2\,\Omega$), are shown in Fig. 1. Since the motions have been assumed to be horizontal and mean ones, the calculated results are necessarily applicable only to the mean atmospheric motion, and are not applicable to a given level. The wind speeds calculated here are about half of the observed mean winds over North America at the average tropopause level given by WILLETT (1944) and HESS (1948). But the general trends of the latitude variation of computed zonal winds fit the observational data quite well.

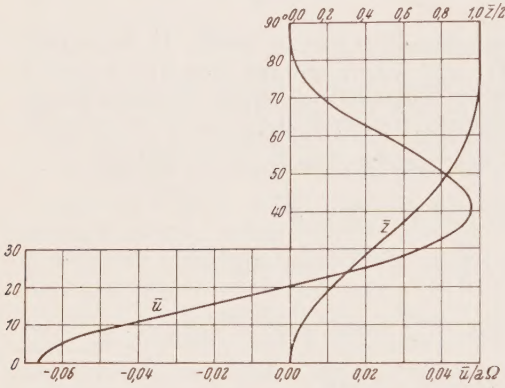


Fig. 1. Computed zonal wind-profile and corresponding absolute vorticity-distribution.

III. Appendix.

In the attempt to understand the dynamics of the vorticity-transfer over the world, the author found great help in a remarkable paper by A. ÅNGSTRÖM (1926) which offers a simple explanation for the mean temperature distribution over the surface of the earth. Assuming a constant value A for the horizontal eddy conductivity, he gets the differential equation for the distribution of temperature t:

$$\frac{d^2t}{d\Phi^2} - \tan\Phi\frac{dt}{d\Phi} = -\frac{a^2}{A\cdot H}F(\Phi), \tag{5}$$

where H is the height of the atmosphere within which the eddy transfer takes place, and $F(\Phi)$ is a function expressing the difference between incoming and outgoing radiation from the earth depending on the latitude Φ. In studying the actual observations on the albedo and the solar constant values, he obtained

$$F(\Phi) = -80\cdot 10^3 + 120\cdot 10^3\cos^2\Phi,\ (g\cdot \mathrm{cal/cm^2}\cdot \mathrm{min})$$

which can be expressed by the surface zonal harmonic of the second degree as

$$F(\Phi) = -80\cdot 10^3\, P_2(\cos\theta),$$

where θ is the co-latitude and $P_2(\cos\theta) = (3\cos^2\theta - 1)/2 = (3\sin^2\Phi - 1)/2$. Introducing this in Eq. (5), and solving, he obtained

$$t = K - (\alpha\sin^2\Phi/4),\ \text{where}\ \alpha = 80\cdot 10^3\, a^2/A\,H.$$

Now we shall treate our problem following an analogous method. The meridional transport of absolute vorticity through a vertical surface

$S = \int_{z=0}^{H} \int_{\lambda=0}^{2\pi} a \cos \Phi \, dz \, d\lambda = 2\pi \cos \Phi \cdot a H$ along a parallel with the latitude Φ, is given by $Z_\Phi = \int_{z=0}^{H} \int_{\lambda=0}^{2\pi} \varrho \, Z \, v \cdot a \cos \Phi \, dz \, d\lambda$, where ϱ is the density of the air, z the height, λ the longitude, v the meridional wind component and Z the vertical component of the absolute vorticity.

An eddy which crosses the vertical surface will be regarded as having originated at latitude $\Phi - d\Phi$, where it was originally a normal sample of the environment. Initially, when at latitude $\Phi - d\Phi$, the eddy has the mean absolute vorticity $\bar{Z} - \frac{d\bar{Z}}{a\,d\Phi} \cdot l$, where the distance l is called as the mixing length after PRANDTL. If the eddy is displaced from a latitude $\Phi - d\Phi$ to a latitude Φ while *retaining its absolute vorticity*, the expression for Z_Φ can be written

$$Z_\Phi = \int_{z=0}^{H} \int_{\lambda=0}^{2\pi} \varrho \left(\bar{Z} - \frac{d\bar{Z}}{a\,d\Phi} \cdot l \right) v \cdot a \cos \Phi \, dz \, d\lambda.$$

By averaging this expression over a large vertical area S and using the condition that the net flow of air through the surface must be zero, the net northward transfer of the absolute vorticity per unit time through the vertical surface along a parallel with the latitude Φ is $-\varrho \, K_h \frac{d\bar{Z}}{a\,d\Phi} \cdot 2\pi \cos \Phi \cdot a H$, where K_h stands for $\overline{v\,l}$, the horizontal eddy-diffusivity. The net rate of gain of absolute vorticity per unit air column at latitude Φ is then $\frac{d}{a^2 \cos \Phi \, d\Phi} \left(\varrho \, K_h H \cdot \cos \Phi \frac{d\bar{Z}}{d\Phi} \right)$. When equilibrium in the distribution of zonal wind is achieved, we get an equation of the form

$$\frac{\varrho \, K_h \cdot H}{a^2} \frac{d}{\cos \Phi \, d\Phi} \left(\cos \Phi \frac{d\bar{Z}}{d\Phi} \right) = -F(\Phi),$$

or

$$\frac{\varrho \, K_h \cdot H}{a^2} \left(\frac{d^2\bar{Z}}{d\Phi^2} - \tan \Phi \frac{d\bar{Z}}{d\Phi} \right) = -F(\Phi), \tag{5a}$$

where $F(\Phi)$ is the intensity of the source of vorticity which is necessary to balance the destruction by friction, and $\varrho \, K_h H$ is assumed to be a constant. Eq. (5a) is the equation of the normal type representing the diffusion of absolute vorticity, and is nearly identical with ÅNGSTRÖM's equation quoted above.

The vorticity generation function which is necessary to balance the destruction by friction, $F(\Phi)$, is necessarily a function of the latitude. Any function of θ (co-latitude) can be developed in terms of zonal harmonics of $\cos \theta$ as $F(\Phi) = \sum_{n=0}^{\infty}{}' a_n P_n (\cos \theta)$.

When equilibrium is achieved, the annual mean vorticity generation function $F(\Phi)$ must be an even function. In that case it can be easily shown that

$$F(\Phi) = a_0 P_0(\cos\theta) + a_2 P_2(\cos\theta) + a_4 P_4(\cos\theta),$$

where we now assume that the developement would be enough taking the first three harmonics, and

$$P_0(\cos\theta) = 1,\ P_2(\cos\theta) = (3\cos^2\theta - 1)/2 = (3\sin^2\Phi - 1)/2,$$

$$P_4(\cos\theta) = (35\cos^4\theta - 30\cos^2\theta + 3)/8 = (35\sin^4\Phi - 30\sin^2\Phi + 3)/8.$$

When equilibrium is achieved, the time-rate of the gain of vorticity over the whole atmosphere must be zero. Since $\int_{\Phi=0}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\lambda=0}^{2\pi} P_2(\cos\theta)\, a^2 \cos\Phi\, d\Phi\, d\lambda = 0$, $\int_{\Phi=0}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\lambda=0}^{2\pi} P_4(\cos\theta)\, a^2 \cos\Phi\, d\Phi\, d\lambda = 0$, we find $a_0 = 0$.

According to C. G. ROSSBY, the wind velocities north of the zonal wind maximum decreased northward at a rate corresponding to a constant vertical component of the absolute vorticity. Without losing generality, we can then put

$$[F(\Phi)]_{\Phi=0} = 0, \text{ i. e., } a_4 = -a_2.$$

The vorticity generation function then becomes

$$F(\Phi) = -a_2 (35\sin^4\Phi - 42\sin^2\Phi + 7)/8. \tag{6}$$

From this expression, representative values of $F(\Phi)$ at different latitudes have been computed and are listed in the following table.

Φ	0°	5°	10°	15°	20°	25°	30°
$F(\Phi)/a_2$	− 0.875	− 0.835	− 0.721	− 0.543	− 0.321	− 0.077	+ 0.164
Φ	35°	40°	45°	50°	55°	60°	65°
$F(\Phi)/a_2$	+ 0.379	+ 0.547	+ 0.656	+ 0.699	+ 0.678	+ 0.602	+ 0.486
Φ	70°	75°	80°	85°	90°		
$F(\Phi)/a_2$	+ 0.349	+ 0.215	+ 0.102	+ 0.026	+ 0.000		

Let us now consider the equation

$$\frac{d^2\bar{Z}}{d\Phi^2} - \tan\Phi \frac{d\bar{Z}}{d\Phi} = A(35\sin^4\Phi - 42\sin^2\Phi + 7)/8, \tag{7}$$

which is in effect equation (5a). From Eqs. (5a), (6) and (7) we get

$$A = a_2 \cdot a^2/\varrho\, K_h\, H. \tag{8}$$

If in (7) we replace $d\bar{Z}/d\Phi$ by y, we get

$$\frac{dy}{d\Phi} - \tan\Phi \cdot y = A(35\sin^4\Phi - 42\sin^2\Phi + 7)/8,$$

of which a general solution is

$$e^{-\int \tan \Phi \cdot d\Phi} y = \frac{A}{8} \int e^{-\int \tan \Phi \cdot d\Phi} (35 \sin^4 \Phi - 42 \sin^2 \Phi + 7)\, d\Phi + c'$$

or

$$y = [A\,(7 \sin^5 \Phi - 14 \sin^3 \Phi + 7 \sin \Phi)/8 \cos \Phi] + c' \sec \Phi,$$

where c' is an integration constant. Since $d\bar{Z}/d\Phi$ must be a finite function at the pole, we have $c' = 0$, so that

$$\frac{d\bar{Z}}{d\Phi} = A\,(7 \sin^5 \Phi - 14 \sin^3 \Phi + 7 \sin \Phi)/8 \cos \Phi.$$

The solution of the last equation is

$$\bar{Z} = -\frac{7}{32} A \cos^4 \Phi + c''.$$

With C. G. Rossby, the absolute vorticity of the polar cap is assumed to have the value $\bar{Z})_{\Phi=0} = 2\,\Omega$, it follows that $c'' = 2\,\Omega$. Thus we get the equation (3) quoted above.

References.

Ångström, A.: Energiezufuhr und Temperatur auf verschiedenen Breitengraden. Gerl. Beitr. Geophys. **15**, 1—13 (1926).

Arakawa, H.: Stabilitätskriterien der atmosphärischen horizontalen Turbulenz. Gerl. Beitr. Geophys. **58**, 3—10 (1941).

— Stabilitäts- und Böigkeitsbedingungen der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre. J. Met. Soc. Japan, 2nd Ser., **19**, 205—208 (1941).

Hess, S. L.: Some new mean meridional cross sections through the atmosphere. J. Meteor., **5**, 293—300 (1948).

Kasahara, A.: On the Dynamical Mechanism of the High Tropospheric Jet Stream. Geophys. Notes Geophys. Inst. Tokyo Univ. **3**, No. 31, 1—10 (1950).

Kleinschmidt, E.: Stabilitätstheorie des geostrophischen Windfeldes. Ann. Hydr. **69**, 305—325 (1941).

Kuo, Hsiao-Lan: Vorticity transfer as related to the development of the general circulation. J. Meteor. **8**, 307—315 (1951).

Rossby, C. G.: On the Distribution of Angular Velocity in Gaseous Envelopes under the Influence of Large-Scale Horizontal Mixing Processes. Bull. Amer. Met. Soc. **28**, 53—68 (1947).

Solberg, H.: Le mouvement d'inertie de l'atmosphère stable et son rôle dans la théorie des cyclones. Pr.-Verb. Assoc. Météor. UGGI, Edimbourg **1936**, II, Mém. et Disc. 66—82 (1939).

Staff members of the Department of Meteorology of the University of Chicago: On the General Circulation of the Atmosphere in Middle Latitudes. Bull. Amer. Met. Soc. **28**, 255—280 (1947).

Willett, H. C.: Descriptive Meteorology. New York, Academic Press, 131—135 (1944).

551.515.11 : 551.515.71

Some Remarks on the Thermodynamics of Cyclones and Anticyclones.

By

R. W. James, Edinburgh.

Summary. A quantitative theory of steady-state cyclones and anticyclones is based on a thermodynamic cycle, in which the surface frictional flow of air towards low pressure is compensated by an outflow aloft. It is shown that such a steady-state flow can only be sustained by a distribution of heat sources and sinks, depending on the surface windfield, the frictional drag, and the height of the return flow. When the two latter quantities are specified the steady-state surface wind- and pressure-pattern can be inferred from the disposition of heat sources and sinks in the atmosphere.

Given the vertical profile of temperature and humidity it is possible to estimate the net heat added to or subtracted from different levels in the atmosphere by radiation processes. If, in addition, the balance between precipitation and evaporation is known, the distribution of sources and sinks in the free atmosphere may be determined, and this procedure may be made largely routine with such aids as the radiation chart. Hence it is possible to infer the structure, intensity and size of an equilibrium surface pressure-field from the computed disposition of sources and sinks in the atmosphere. In the future it should be possible to carry through such an analysis as part of routine forecasting procedure. It is shown that the surface pressure contrast in such "monsoonal" systems as the Siberian Winter High is of the order called for by the thermodynamic theory. The sustaining source and sink intensities needed for cyclones and anticyclones of average size and pressure-contrast are of the order of those occurring in nature.

Cyclones and anticyclones are conveniently classified according to the nature of the sustaining sources or sinks. In particular, shallow systems, cold highs and warm lows are associated with low level sinks or sources, while systems of great vertical extent, warm highs and cold lows, are associated with sinks and sources at high level.

Zusammenfassung. Eine quantitative Theorie stationärer Zyklonen und Antizyklonen wird auf einen thermodynamischen Kreisprozeß basiert, in dem die reibungsbedingte Luftströmung an der Erdoberfläche gegen das Tiefdruckzentrum durch ein Abfließen in der Höhe kompensiert wird. Es wird gezeigt, daß eine solche stationäre Strömung nur durch eine Verteilung

von Wärmequellen und Sinkstellen aufrecht erhalten werden kann, die durch das Windfeld am Boden, die Reibungsverzögerung und die Höhe des Rückkehrstromes bedingt ist. Wenn die zwei letztgenannten Größen bestimmt sind, kann aus der Verteilung der Wärmequellen und Sinkstellen in der Atmosphäre auf das Wind- und Druckfeld des stationären Zustandes am Boden geschlossen werden.

Aus dem Vertikalprofil von Temperatur und Feuchtigkeit ist es möglich, den durch Strahlungsvorgänge in verschiedenen Höhen erzeugten Wärmeüberschuß oder -verlust abzuschätzen. Wenn außerdem die Bilanz zwischen Niederschlag und Verdunstung bekannt ist, kann auch die Verteilung der Quellen und Sinkstellen in der Atmosphäre bestimmt werden und dieses Verfahren kann auf Grund von Strahlungskarten Eingang in die tägliche Praxis finden. Damit ist es möglich, aus der berechneten Verteilung von Quellen und Sinkstellen Schlüsse auf die Struktur, die Intensität und die Ausdehnung eines im Gleichgewicht befindlichen Druckfeldes zu ziehen. In Zukunft mag sich auch die Möglichkeit ergeben, eine solche Analyse als Teil des täglichen Wetterdienstes durchzuführen.

Es wird gezeigt, daß die Druckunterschiede am Boden in solchen Monsunsystemen wie dem sibirischen Winterhoch von der gleichen Größenordnung sind, wie sie sich aus der thermodynamischen Theorie voraussagen lassen. Die Intensität von Quellen und Sinkstellen, die in der freien Atmosphäre auftreten, hat die richtige Größe, um die Aufrechterhaltung von Zyklonen und Antizyklonen mit den Dimensionen und Druckunterschieden zu erklären, wie sie in der Natur beobachtet werden.

Zyklonen und Antizyklonen werden praktischerweise auf Grund der Beschaffenheit der Quellen oder Sinkstellen eingeteilt, die sie aufrecht erhalten. Im speziellen sind seichte Systeme, wie Kältehoch und Wärmetief, mit Quellen oder Sinkstellen im tieferen Niveau verknüpft, während Systeme mit großer Vertikalerstreckung, wie Wärmehoch und Kältetief, mit Quellen oder Sinkstellen in größerer Höhe verbunden sind.

Résumé. On développe une théorie quantitative des dépressions et anticyclones stationnaires sur la base d'un cycle thermodynamique fermé dans lequel le courant soumis au frottement et dirigé vers le centre dépressionnaire est compensé par un écoulement divergent en altitude. On montre qu'un tel système stationnaire ne peut se maintenir que par une répartition des sources et des puits de chaleur conditionnée par le champ de vent au sol, le retard dû au frottement et l'altitude du courant de retour. Si les deux dernières grandeurs sont déterminées, on peut connaître le champ de vent et de pression de l'état stationnaire au sol à partir de la répartition des sources chaudes et des puits dans l'atmosphère.

Grâce au profil vertical de température et d'humidité, il est possible d'évaluer l'excès ou le défaut de chaleur produits par les processus radiatifs à différents niveaux. Si en outre le bilan entre les précipitations et l'évaporation est connu, on peut aussi déterminer la distribution des sources et des puits dans l'atmosphère et ce procédé pourra entrer dans le travail de routine à l'aide de cartes de rayonnement. Ainsi il est possible, à partir de la distribution calculée des sources et des puits, de tirer des conclusions sur la structure, l'intensité et l'étendue d'un champ de pression en équilibre. On peut envisager dans l'avenir la possibilité d'adjoindre une telle analyse à la prévision journalière du temps.

On montre que les différences de pression au sol dans des systèmes de mousson tels que celui de l'anticyclone hivernal sibérien sont de l'ordre

de grandeur prévu par la théorie thermodynamique. L'intensité des sources et des puits qui apparaissent dans l'atmosphère libre a la valeur voulue pour entretenir les dépressions et les anticyclones avec les dimensions et les différences de pression que l'on observe dans la nature.

On peut classer les dépressions et les anticyclones d'une manière pratique d'après la nature des sources et des puits qui les entretiennent. En particulier, des systèmes de peu d'épaisseur comme des anticyclones froids et des dépressions chaudes sont liés à des sources et des puits situés à basse altitude; par contre des systèmes de grande ampleur verticale comme des anticyclones chauds et des dépressions froides sont liés à des sources ou des puits à haute altitude.

1. Introduction.

The sense of the vertical circulation of air in cyclonic and anticyclonic systems has been understood from the earliest days of meteorology. There is a general surface outflow of air from high to low pressure, with ascent in the low pressure region, a compensating flow aloft from low to high pressure; descent in the high pressure region completing the cycle. So much is too obvious for comment, but the thermodynamical implications of such a cycle in the atmosphere have not been sufficiently canvassed.

The thermodynamics of such a circulation permits the quantitative treatment of the steady-state vortex, enabling a computation of the wind and pressure-field from a knowledge of the distribution of sources and sinks within the vortex, and the height of the return flow balancing the frictional flow towards low pressure.

2. The Frictional Flow.

Attention will be confined to stationary, circular, steady state vortices in which the free-air wind-speed is nearly geostrophic.

The entire inflow towards the centre in a cyclone (outflow in the case of a high) is ascribed to surface frictional drag, and is assumed to take place near the surface. The compensating outflow at height necessary to maintain the steady state must arise in consequence of the acceleration terms in the equations of motion. We shall not, however, discuss this dynamical aspect of the stable vortex, for the thermodynamical theory can be developed without reference to it, if we take the mean height of outflow as part of the data given in the problem.

The equations of horizontal motion in a nearly-geostrophic, steady-state vortex with surface friction may be written

$$\lambda \vec{k} \times \varrho (V - V_g) + \frac{\partial \tau}{\partial z} = 0, \tag{1}$$

where λ is the Coriolis parameter, $\vec{k}$ is a vertical unit vector, V_g is the geostrophic velocity, and τ is the frictional stress. τ is essentially continous—a perfect fluid cannot support stress discontinuities—and, we shall assume, vanishes at great height. The equation (1) may be integrated

with respect to height to give

$$\lambda k \times \int_0^\infty \varrho\,(V - V_g)\,dz - \tau_0 = 0,$$

where τ_0 is the stress of the wind on the ground.

We write

$$\dot{M} = \int_0^\infty \varrho\,(V - V_g)\,dz = p_0\,(\overline{V} - \overline{V}_g)/g,$$

where $\overline{V}$ is the baric mean wind for the whole layer. $\dot{M}$ is nothing more than the non-geostrophic mass-transport due to friction for the entire atmosphere. Thus we arrive at the theorem that the total frictional transport of mass depends not at all on the vertical structure of the atmosphere, but only on the frictional drag of the surface wind on the earth. This theorem is only invalid if τ does not decrease to zero at the limits of the earth's atmosphere. The possibility that conditions at the limits of the atmospheric boundary can affect frictional mass transport is so remote that it can be discounted at once. τ_0 is a vector directed contrary to the surface wind. If the surface wind is inclined at an angle α to the isobars, the component of ageostrophic mass transport along the isobars is

$$\dot{M}_T = -\tau_0 \operatorname{Cos} \alpha/\lambda.$$

The cross-isobaric flow, towards low pressure, in which we are interested is

$$\dot{M}_R = \tau_0 \operatorname{Sin} \alpha/\lambda. \tag{3}$$

This result was first given by Stewart [5].

Whe have developed this result for a quasi-geostrophic vortex, but in fact the result applies generally. Other accelerations in the equations of motion will give a contribution to the ageostrophic transport, but (3) gives accurately the cross-isobaric flow due to friction alone.

On analogy with the flow through rough pipes we should expect τ_0 to be of the form

$$\tau_0 = \frac{1}{2} K \varrho U_0^2, \tag{4}$$

where U_0 is the "surface" wind at some definite level above the ground. Sheppard [4] has found experimentally that the expression (4) gives a good representation of the surface shear stress of wind over a concrete surface in the case of fully developed turbulence. Turbulence is fully developed with wind-speeds of 3–4 m/sec over even such a smooth boundary as a concrete surface, so that we may confidently use equation (4) for any but very low surface wind-speeds. If the surface wind-speed is very low the cross isobaric flow is inappreciable, so that we may write for the total frictional flow towards low pressure across 1 cm length of isobar

$$\dot{M} = \frac{1}{2} K \varrho U_0^2 \sin \alpha/\lambda. \tag{5}$$

Over the sea surface an accepted value of K for wind speeds of 5 m/sec and over is

$$4 \cdot 10^{-3} \text{ c. g. s. units.}$$

The value of K may be 2–5 times as high over a land surface, according to roughness (3). If we take this value of K, with $\varrho = 1.3 \cdot 10^{-3}$ gm/cc, $\lambda = 10^{-4} \sec^{-1}$ (corresponding to latitude 45° approx.), we have a cross-isobaric frictional flow of 13 kg/sec per centimetre length of isobar for a surface wind (reference level 2 m) of 10 m/sec. With a surface wind of 5 m/sec the mass transport would only be $\frac{1}{4}$ the above figure.

K is higher over land than over sea, and $\sin \alpha$ is also generally higher. On the other hand, for a given geostrophic wind speed, surface wind over land is generally less than over the sea. The net effect is that with a prescribed pressure-gradient, the frictional inflow to low pressure will be 50% to 100% higher over land than over the sea.

3. The Maintenance of a Cyclone against Skin Friction.

The expression (5) gives the mass inflow across unit length of isobar. The total inflow across a circular isobar, radius r, is thus,

$$2\pi r \dot{M} = \pi K \varrho U_0^2 r \sin \alpha / \lambda. \tag{6}$$

By considering the inflow across an isobar, $r + dr$, we see at once that the rate of mass accumulation in the annular ring r, $r + dr$, is

$$2\pi \frac{\partial}{\partial r} (r \dot{M}) \delta r.$$

The rate of accumulation per unit area of annulus is thus

$$\dot{m} = \frac{K \varrho \sin \alpha}{2 r \lambda} \frac{\partial}{\partial r} (U_0^2 r), \tag{7}$$

where $\sin \alpha$ is assumed to be the same for both isobars.

If the precipitation rate is $\dot{p}$ per unit area within the annulus, the net accumulation rate is

$$\dot{m} - \dot{p} \text{ per unit area.}$$

For the vortex to be in a steady state, this surface mass accumulation must be compensated by a corresponding mass divergence at other levels.

To simplify ideas we assume that the outflow balancing surface inflow takes place at a fixed height, z. Although the outflow may occur at different levels, it will always be possible to define a mean height of outflow.

The air entering the vortex at low level carries with it a total heat, $C_p T_0$, a latent heat $L \varepsilon_0$ and a kinetic energy, $\frac{1}{2} U_0^2$, all per unit mass. Here T_0 is the temperature of the surface inflowing air, ε_0 its specific humidity, and L the latent heat. The inflow thus imports into the annular ring total energy at the rate

$$\dot{m} \left(C_p T_0 + L \varepsilon_0 + \frac{1}{2} U_0^2 \right) \text{ per unit area.}$$

Likewise the outflowing air carries away energy at the rate

$$(\dot{m} - \dot{p}) \left(C_p T + L \varepsilon + g z + \frac{1}{2} U^2 \right) \text{per unit area.}$$

T, ε and U being the values of temperature, specific humidity and wind-speed, at the level z. The new term $(\dot{m} - \dot{p}) g z$ appears because the outflowing air carries away from the annular ring gravitational potential energy appropriate to its height z above the surface.

The net rate of gain of energy per unit area in the annular ring is thus

$$\dot{E} = \dot{m} (C_p T_0 + L \varepsilon_0) - (\dot{m} - \dot{p}) (C_p T + L \varepsilon + g z). \tag{8}$$

We have neglected the kinetic energy terms because they are small compared with the others. Thus, for example, if $U_0 = 10$ m/sec, $T_0 = 300^\circ$ K, $U_0^2/2 C_p T_0 \approx 1.7 \cdot 10^{-4}$.

The rate at which water vapour is imported into the system is $\dot{m} \varepsilon_0$, and the rate at which it is exported by the return flow is $(\dot{m} - \dot{p}) \varepsilon$.

The difference in the steady state must be equal to the precipitation rate, or

$$\dot{p} = \dot{m} \varepsilon_0 - (\dot{m} - \dot{p}) \varepsilon.$$

Using this relation in (8), we have

$$\dot{E} = C_p \dot{m} (T_0 - T - g z/C_p) + \dot{p} (L + C_p T + g z). \tag{9}$$

We define the *augmented* temperature, θ, at height Z by the relation

$$\theta = T + g Z/C_p.$$

Augmented temperature is identical with *potential temperature in an adiabatic atmosphere*.

We may write (9)

$$\dot{E} = \dot{m} C_p (\theta_0 - \theta) + \dot{p} (L + C_p \theta). \tag{9a}$$

The expression (9a) gives the increase in the energy per unit area in unit time due to the import and export by the circulation. In addition there may be a *source* of energy, σ_H, per unit area, so that the expression for the rate of energy increase is

$$\dot{E} = \sigma_H + \dot{m} C_p (\theta_0 - \theta) + \dot{p} (L + C_p \theta). \tag{9b}$$

But if the vortex is to be in a steady state its energy must remain constant, and hence we must have for the source density

$$\sigma_H = \dot{m} C_p \Delta\theta - \dot{p} (L + C_p \theta), \tag{10}$$

where $\Delta\theta = \theta - \theta_0$.

An energy source may result from mechanical action, but in the atmosphere *heat sources* are by far the most important source of outside energy. A heat source may arise from radiation exchanges with the earth's surface, and with space, or from turbulent or molecular conduction of heat. A negative value of σ_H corresponds to a *heat sink*.

Augmented temperature increases with height in the free atmosphere, so that the first term on the right of (10) has the same sign as $\dot{m}$. If there is a net mass convergence in the lowest layers ($\dot{m}$ positive) we have a heat source. If on the other hand there is a surface mass divergence we have a heat sink.

Since $\dot{p}$ is the rate of precipitation, $\dot{p}\,L$ is the rate at which latent heat of water vapour is being converted into sensible heat. Thus we may consider $\sigma_w = \dot{p}\,L$ as a *moisture source* density and write (10)

$$\sigma = \sigma_H + \sigma_w = \dot{m}\,C_p\,\Delta\theta - \dot{p}\,C_p\,\theta, \tag{10a}$$

where σ is the *total source* density.

Latent heat release in the atmosphere constitutes a heat source just as surely as a net radiation balance, but there is a distinction between the two. Heat sources are *primitive*, in the sense that they are independent of the circulation as such, depending only on the properties of the air, and boundary conditions. Moisture sources are *derived* heat sources, and are called into being by the circulation itself.

The equation (10) may be written in another way. Put $\dot{p}\,C_p\,\theta = (\psi - 1)\,\sigma_w$, where $\psi - 1 = C_p\,\theta/L$.

The augmented temperature of outflow, θ, might vary between 250° K and 350° K, depending on the height of divergence. A representative value might be 300°, corresponding to a height of outflow of the order 8 km. Then $\psi - 1$ varies within relatively narrow limits, and is of the order 10^{-1}. Hence we may write (10) approximately,

$$\sigma_E = \sigma_H + \psi\,\sigma_w = \dot{m}\,C_p\,\Delta\theta, \tag{10b}$$

where σ_E is termed the *effective source density*. It will be noticed that a moisture source is about 10% more effective in sustaining a surface circulation than a heat source of the same intensity. This is because precipitation removes some of the mass from the system, and thus partially offsets the effects of frictional inflow.

The effective source density depends only on the rate of frictional mass flow and $\Delta\theta$. $\Delta\theta$ depends on the mean height of outflow and the mean lapse rate up to that height, while $\dot{m}$ depends only on the underlying surface roughness, and the surface wind-field. Thus we arrive at the conclusion that *the greater the vertical extent of a vortex, and the smaller the mean lapse rate of temperature within it, the greater will be the effective source or sink density necessary to sustain a given surface circulation against friction.*

The appearance of K in the expression (7) for $\dot{m}$ leads to the expected conclusion that the effective source or sink density necessary to sustain a given surface circulation increases with the roughness of the underlying surface.

Combining (10b) with (7) we find,

$$\sigma_E = \frac{K\varrho\sin\alpha}{2\lambda r}\cdot C_p\,\Delta\theta\,\frac{\partial}{\partial r}\,(U_0^2\,r). \tag{11}$$

In the inner part of a circular cyclone U_0 increases with distance from the centre, and hence $\frac{\partial}{\partial r}(U_0^2 r)$ is positive. We then have a source associated with the inner region of a depression. At the outer confines of the vortex U_0 might decrease more rapidly than $1/r^2$, corresponding to a sink region.

The expression (11), with a negative sign, gives the effective sink density for a steady-state anticyclone. The inner region is a heat sink in this case, and the outer region a heat source.

The total heat source within a radius R, for a cyclone is given by

$$\Sigma_R = 2\pi \int_0^R \sigma_E r\, dr = \frac{\pi K \varrho \sin\alpha C_p \Delta\theta}{\lambda} (U_0^2 R),$$

where U_0 is the surface wind speed at R. If R is very large, and $(U_0)^2$ falls off more rapidly than $1/R$, Σ is zero, so that the total inner source is exactly balanced by the total outer sink. This will be always true of a *self-contained* vortex, self contained in the sense that the entire circulation remains within the vortex area.

R', the value of r for which $U_0^2 r$ is a maximum, is the *boundary* between the source and sink regions. The mean source density within the radius R' is

$$\bar{\sigma}_E = \Sigma_{R'}/\pi (R')^2 = K \varrho \sin\alpha C_p \Delta\theta (U_0')^2/\lambda R'. \qquad (12)$$

The vertical distribution of radiation sources and sinks in an atmosphere with known temperature and humidity profiles may be estimated with the aid of a radiation chart. Areas of latent heat production and absorption may also be assessed if the vertical airspeed and humidity profiles are known. Estimates of turbulent heat transfer are also possible under favourable conditions, so that it is possible to assess, roughly at least, the vertical source structure corresponding to a given set of meteorological conditions.

We shall have occasion to consider vertical source-structure later, but for many purposes it is sufficient to consider, as we have done above, the *superficial source density*—the source within a column of unit cross-section extending up to the height of the vortex. In this case it is necessary only to consider the net radiation balance of the earth, with a slight correction for the balance above the level of the vortex, and the net latent heat balance, which is determined by the net excess or defect of precipitation over evaporation at the surface. This ignores a possible net change in the liquid water content of the air, which may be of significance in short term processes.

The proportions of a given source of heat used to warm up the ground and the air (atmospheric source) may be difficult to assign, but at worst we have an upper limit to the intensity of the atmospheric source. Since the storage capacity of the earth is slight any net heat flowing into the ground during the day is likely to be conveyed to the air again during the hours of darkness.

It is apparent that we are far from a routine assessment of atmospheric source and sink densities for forecasting purposes, but enough is known to permit plausible estimates, and to consider semi-quantitatively the effect on source density of the numerous parameters upon which it depends.

4. Constant Source or Sink Density.

The simplest possible circular distribution of source is a constant source-density over a circle of radius R. The surface windfield consistent with such a distribution is

$$U_0 = U_m \sqrt{r/R}, \tag{13}$$

where U_m is the maximum value of U_0, at $r = R$.

The source density required to sustain such a cyclonic circulation is

$$\sigma = \frac{C_p \Delta\theta K \varrho \sin\alpha U_m^2}{\lambda R}. \tag{14}$$

The source density necessary to sustain a vortex against friction depends strongly on surface wind-speed. If we double the surface wind-speed, four times the source density will be needed. The source density also depends on the *size* of the vortex; if the size is doubled, the source density is halved, for a given U_m. It will be noted, however, that although the superficial source density is reduced, the area covered by the source increases as R^2, so that the total source within the vortex must increase as the system spreads out. It will be seen, also, from (14) that the sustaining source density depends on the mean latitude of the vortex, through λ. The lower the latitude the greater the source intensity required to sustain a given velocity field.

The above considerations apply equally to anticyclonic vortices, although here, of course, σ is a sink density.

We can express the maximum velocity in terms of the total pressure-drop within the vortex, which is

$$h = \lambda \varrho \int_0^R U_g \, dr, \tag{15}$$

where U_g is the geostrophic wind-speed. Now suppose that the surface wind is everywhere a constant fraction η of the geostrophic speed, i. e.

$$U_0 = \eta U_g = U_m \sqrt{r/R}.$$

Then we can integrate (15), giving,

$$h = \frac{2}{3} \varrho \lambda R U_m / \eta. \tag{16}$$

With this expression we can eliminate U_m from (14), thus giving the source density as a function of pressure-drop,

$$\sigma = \frac{9 C_p \Delta\theta K \eta^2 h^2 \sin\alpha}{4 \varrho \lambda^3 R^3}. \tag{17}$$

If the pressure-drop is doubled, four times the source density will be required to sustain the vortex against friction, while if the size is halved, for the same pressure-drop eight times the source density will be needed.

As an example, consider a cyclone with $h = 20$ mb, $R = 2000$ km in latitude 45° ($\lambda = 10^{-4}$ sec^{-1}). We put $K = 4 \cdot 10^{-3}$, $\eta^2 = \frac{1}{2}$, $\Delta\theta = 40°$ C, corresponding to a height of return flow of the order 9 km. The sustaining source density is

$$\sigma = 0.05 \text{ cal/cm}^2 \text{ min.}$$

Such a source would be procured by uniform radiation warming of the whole air column at the rate 0.3° C per day, or by the precipitation source corresponding to a mean rainfall of 1.1 mm/day. If the vortex were to travel at 30 m. p. h. it would take 40 hours to traverse a fixed point, which accordingly would experience a total rainfall of 2 mm. Thus quite a small rainfall or radiation warming is sufficient to sustain a cyclone of normal dimensions.

For the maintenance of an anticyclone of the same dimensions, a radiation or evaporation sink of the above magnitude is required.

The source density is very sensitive to the extent of the vortex. Thus a hurricane-like disturbance, with the same pressure drop, 20 mb but an extent of only 200 km would require rainfall at 1000 times the above rate, or 110 cm/day!

5. The Normal Pressure Profile.

In the last section we considered the simplest possible profile consistent with a constant source-density over a circular area of radius R. The velocity profile was

$$U_0 - U_m \propto r/R.$$

Such a profile is not normally encountered in atmospheric vortices. Generally speaking we find that the wind speed in a cyclone increases to a maximum at the *spread radius*, or ring of maximum wind-speed, and then falls off, becoming inappreciable at no very great distance from the centre. If we know the form of the velocity profile it is possible to infer a source-sink distribution consistent with it.

The writer has discussed elsewhere (2) the velocity profile in circular cyclones. A form of geostrophic velocity profile simulating the broad properties of cyclonic structure is that of the normal vortex

$$U_g = \frac{h\,r}{\varrho\,\lambda\,R^2}\, e^{-r^2/2R^2},$$

where R is the spread, or radius of maximum wind-speed. Assuming as before that the surface wind-speed is a constant proportion, η, of the geostrophic speed, the equation (11) for a normal vortex is

$$\sigma = \frac{K\,C_p\,\Delta\theta\,\eta^2 \sin\alpha\,h^2}{\varrho\,\lambda^3\,R^4}\, r\,(3 - 2\,r^2/R^2)\, e^{-r^2/R^2}.$$

The source density is zero for $r = 0$, and increases to a maximum

$$\frac{0.49\, C_p\, \Delta\theta\, K \sin\alpha \cdot \eta^2\, h^2}{\varrho\, \lambda^3\, R^3}$$

at $r = 0.52\, R$. It then decreases to zero at the source *boundary* $R' = 1.23\, R$. The sink rises from zero at this radius to a maximum

$$\frac{0.13\, C_p\, \Delta\theta\, K \sin\alpha \cdot \eta^2\, h^2}{\varrho\, \lambda^3\, R^3}$$

at a radius $1.65\, R$, and then falls off rapidly with increasing r.

The total source intensity within the boundary is

$$\Sigma = \frac{0.40\, \pi\, C_p\, \Delta\theta\, K \sin\alpha \cdot \eta^2\, h^2}{\varrho\, \lambda^3\, R}$$

corresponding to a mean source density

$$\bar{\sigma} = \frac{0.27\, C_p\, \Delta\theta\, K \sin\alpha \cdot \eta^2\, h^2}{\varrho\, \lambda^3\, R^3}. \tag{18}$$

The mean source density is slightly more than one half the maximum source density.

If we express σ in terms of the boundary, $R' = 1.23\, R$, we have

$$\bar{\sigma} = \frac{0.5\, C_p\, \Delta\theta\, K \sin\alpha \cdot \eta^2\, h^2}{\varrho\, \lambda^3\, (R')^3}. \tag{18a}$$

Comparing (18a) with the expression (17) for a constant density vortex, we see that the mean sustaining source density in a normal vortex is only one half what it is in the constant density system.

If we take another profile, say the *sinoidal profile*

$$U_g = \frac{\pi\, h}{4\, \varrho\, \lambda\, R} \sin \pi\, r/2\, R \qquad (0 \leqq r \leqq 2\, R),$$

we find

$$\bar{\sigma} = \frac{1.06\, C_p\, \Delta\theta\, K \sin\alpha \cdot \eta^2\, h^2}{\varrho\, \lambda^3\, (R')^3}.$$

Hence we see that the mean source density is related to the pressure drop and boundary by a relation of the form

$$\bar{\sigma} = A \times \Delta\theta\, h^2/(R')^3,$$

the constant A depending on the form of the profile. The variation of A with profile shape is however relatively slight, and the required sustaining source is only likely to be over or under-estimated by a factor of the order 2 o $^1/_2$ by taking the "wrong" profile.

In the estimates following we shall assume, for simplicity, a constant source density.

6. Monsoonal Systems.

We can distinguish two distinct classes of atmospheric vortex according to whether the vertical circulation extends to great height, or is relatively shallow.

Characteristic of the latter class is the monsoonal type of disturbance, the summer heat low, or the high-latitude cold anticyclone of winter.

The circulation of a heat low extends to no great height. Surface pressure defect is due to air in the lower layers being lighter than the environment due to heating from a warm surface. We are dealing here essentially with a surface source, the heat being transferred to the atmosphere by contact and by turbulent transfer.

The cold, high latitude anticyclone is essentially the counterpart of the heat low. The heat sink is located at the ground, and results from the abnormal radiation cooling of a snow surface, once formed. Surface pressure excess is due to the lower level air being cooler and denser than its environment.

In dealing with pressure-systems called into being by surface sources or sinks of heat, it is a natural inference that the return flow balancing surface frictional flow takes place at no great height.

A plausible assumption to make is that this return flow takes place somewhere near the level where the pressure is the same inside and outside the vortex, i. e., at the level where vortical influence ceases. We may readily determine this height of pressure equalisation.

Consider a cold anticyclone. At the centre of the vortex the surface temperature is assumed to be T_0, and the mean lapse-rate $\beta\,\Gamma$, where Γ is the dry adiabatic lapse-rate. The pressure as a function of height is given by

$$p = (p_0 + h)\,(1 - \beta\,\Gamma\,z/T_0)^{3.5/\beta}.$$

Outside the vortex, when the values of surface temperature and lapse-rate are T_0' and $\beta'\,\Gamma$ respectively, we have

$$p' = p_0\,(1 - \beta'\,\Gamma\,z/T_0')^{3.5/\beta'}.$$

At the level of pressure equalisation, Z, $p = p'$, or

$$(p_0 + h)\,(1 - \beta\,\Gamma\,Z/T_0)^{3.5/\beta} = p_0\,(1 - \beta'\,\Gamma\,Z/T_0')^{3.5/\beta'}.$$

When Z is not too great, we have

$$h/p_0 \approx 3.5\,\Gamma\,Z\,(1/T_0 - 1/T_0') = 3.5\,\Gamma\,Z\,\Delta T_0/T_0\,T_0'.$$

Now the augmented temperature difference $\Delta\theta$ at the vortex limit is $\Delta\theta = \Gamma\,(1 - \beta')\,Z$. Thus in terms of the mean lapse-rate outside the vortex we may write

$$\Delta\theta = \frac{(1 - \beta')\,h\,T_0\,T_0'}{3.5\,p_0\,\Delta T_0}, \tag{19}$$

where $\Delta T_0 = T_0' - T_0$ is the total surface temperature fall to the centre of the anticyclone.

Eliminating $\Delta\theta$ between (19) and (17), we have

$$h = \lambda\,R'\left\{\frac{8\,\varrho^2\,\Delta T_0\,(1 - \beta')\,\sigma}{9\,K\sin\alpha\cdot\eta^2\,T_0'}\right\}^{1/3}. \tag{20}$$

A large number of factors enter into the pressure-rise in a monsoonal anticyclone, but the expression (20) shows that the parameters of

greatest importance in determining the pressure rise are the sink boundary, and the mean latitude, through λ. All other factors, the surface temperature drop, the sink density, and the frictional parameters only enter into the determination of h as the cube root, and hence the total pressure-rise is insensitive to them. If we take as typical values, $\Delta T_0 = 20°$ C, $(1 - \beta') = 0.4$, $R = 4 \cdot 10^{-3}$, $\eta^2 = \sin \alpha = {}^1/_2$, $T_0 = 250°$ K, and a mean latitude of 60°, the equation (15) can be expressed by

$$h = 19\, R\, \sigma^{1/3}, \tag{21}$$

where h is expressed in mb. R in 10^3 km, and σ in 10^{-1} cal/cm^2 min.

If we can take the area enclosed by the — 10° C isotherm in an Asian winter, $6 \cdot 10^6$ km as representative of the area of permanent snow cover, and hence of the sink area, the sink boundary of the anticyclone will be of the order 1400 km. The resultant pressure-rise, from (16) will be of the order 26 mb for a mean sink intensity of 0.1 cal/cm^2 min. The value, as we have seen, is insensitive to σ and is of the order of the observed mean pressure-rise in the Siberian anticyclone, say 22 mb.

If we assume a normal vortex for the Siberian anticyclone, the expression corresponding to (21) is

$$h = 29\, R'\, \bar{\sigma}^{1/3}.$$

A mean sink density of 0.1 cal/cm^2 min will then give a pressure-rise of 35 mb, rather higher than the observed mean rise in the Siberian anticyclone. This might be taken to imply that the constant density sink is the better model for the Siberian anticyclone, but it must be remembered that all factors entering into the determination of h are uncertain. The only valid inference from the above estimate is that sink densities of the order 0.1 cal/cm^2 min suffice to sustain a cold anticyclone of the size and intensity observed over the Eurasian continent in winter. Sinks of this magnitude are to be anticipated over this region during periods of snow cover.

When the Siberian anticyclone extends Westward over N. W. Europe the sink area is enormously extended, and hence the resultant pressure-rise is increased. This is observed to be the case. The intensity (or pressure-rise) of the anticyclone is greatest when the sink area is greatest. The above theory of cold, shallow anticyclones thus accounts satisfactorily for the observed characteristics of the Siberian anticyclone, and gives quantitative predictions of the intensity of the effect which are of the right numerical order.

The mean sink area in N. America in Winter is less extensive, say about $3 \cdot 10^6$ km, suggesting a mean pressure-rise of the order 11 mb, compared with an observed rise of about 10 mb, for a constant sink density.

In latitude 30° the relation between pressure drop, spread and source intensity is

$$h = 11\, R\, \sigma^{1/3}$$

with the same values of $-\Delta T_0$, $(1 - \beta')$, K, etc., as for the Siberian system.

With an $\bar{\sigma} = 0.1$ cal/cm² min, and an R of 1000 km we have a pressure-drop in a heat low centred in latitude 30° of 11 mb. This is of the order of the observed pressure-drop in the summer S. E. Asian low.

7. Hypothermal Systems.

In a monsoonal system the strength of the circulation decreases with height, except possibly in the layers close to the ground: the thermal wind component is in a direction opposite to the surface wind. Such systems we propose to term *hypothermal systems*. Any vortex with a surface sink or source will be hypothermal—the existence of a source or sink of heat involves a perturbation in the general flow which naturally decreases in intensity with distance from the source. Shallow, hypothermal systems are thus characterised by sources or sinks at or near the ground. If the sink or source is at the surface we should expect the system to be stationary, or nearly so; it is likely to be anchored to the set of boundary conditions that gave rise to it. This conception is valid for the classical monsoonal system, but only with qualifications. Consider a cold type anti-cyclone formed due to a snow surface. If a disturbance skirting it deposits precipitation in the form of snow, a new surface sink area will be formed, and hence the anticyclone will extend. Thus no surface sink will remain necessarily unchanged, and "accidental" extraneous factors may alter or transport the sink area, and with it the accompanying "monsoonal" pressure field.

To take another example, suppose we have a heat low. If by some chance the surface airstream should become moister, central ascent of moist air will involve condensation, and hence the creation of a moisture source. This moisture source is essentially called into being by the prior existence of the heat low. It may happen that the moisture source so formed becomes numerically more important than the original surface source, hence altering the whole character of the disturbance.

It is not uncommon for a stationary heat low in N. W. Australia to draw moist air into its circulation. When this happens a migrating rain depression frequently forms, i. e., a system completely independent of the source that initially gave rise to it. Another example is the so called "coastal front" of the W. Australian coast. A thermal trough may be stationary along the coast for days. When moisture is drawn into its circulation the trough may take on frontal characteristics, and commence to move eastward, arriving in the Eastern States with all the characteristics of a "meridional front".

In the simplest case, however, a monsoon remains stationary, anchored to a prescribed set of boundary conditions. We have considered the most obvious surface sources and sinks, connected with the radiation balance of the underlying surface. There is, however, another surface sink which is not usually considered, that of evaporation over a sea surface. It might be argued that all the heat required for evaporation may be extracted from the sea, and not the air, but even if this were

the case the sea surface would thereby be cooled, and hence evaporation would indirectly give rise to a surface heat sink, and hence a hypothermal anticyclone. Evaporation is normally higher over the sea than over the land in all seasons of the year so that we should expect pressure to be higher over the sea in all seasons. Hence the oceanic evaporation sink enhances the summer monsoonal contrast in pressure between land and sea, and opposes the winter contrast.

That the characteristics of the subtropical anticyclonic belt are influenced by the oceanic moisture sink is seen from the difference between Northern and Southern Hemispheres. Considerable land masses lie around latitude 30° N, and the anticyclonic cells remain quasi-stationary over the sea, being anchored to the moisture sink. In the Southern Hemisphere, where land masses are less extensive, there is not the same evidence of preferred positions, and the cells are normally migratory.

Monsoonal highs and lows are not the only types of hypothermal disturbance. A young, developing frontal wave is characteristically hypothermal. Low surface pressure may be attributed to the air in the core region being warmer (and hence less dense) than the outside air up to a height of, say, 3–6 km. The sustaining heat source for such a system is almost certainly the latent heat realised in the ascent of moist air, with condensation. The intensity of the moisture source will be proportional to the rate of precipitation.

Moisture sources will be of greater intensity in the lower troposphere than in the upper troposphere and stratosphere, where the absolute moisture content is small. Hence a low based on a moisture source will be of limited vertical extent.

If the source intensity is greater than that which would be sufficient to sustain the existing surface pressure field, the circulation cannot be a steady one, and an adjustment will presumably be made tending to bring about a balanced state.

The first possibility is that heat will pile up in the core region. This obviously cannot proceed indefinitely. If the accumulation of heat is at higher levels, θ will rise, and with it the export of heat from the vortex. A new balance may then be struck between net energy export and heat production at source, with the surface pressure-profile remaining unchanged. Alternatively, if the level of outflow is raised $\Delta\theta$ will be increased, and a new balance might be struck, again with no change in the surface pressure-profile.

Finally, there exists the possibility that the enhanced heat production will be carried away by an augmented outflow at height, uncompensated by increased surface inflow. When this happens the surface pressure-contrast will be enhanced, and with it the frictional inflow. A balance may finally be struck between energy export and heat production with an intensified surface pressure field.

It is not possible to say which of these three responses to an enhanced source will occur until it is known what factors determine the height of outflow. The thermodynamic theory of vortices is incomplete in

this sense, $\Delta\theta$ must be regarded as part of the given data, and nothing can be said of the factors determining it. If the tropopause is regarded as a "lid" on the tropospheric circulation, the height of the return flow is limited, but we are not able to assign any upper limit to the augmented temperature of the tropopause, although its variation is observed to take place within fairly narrow limits.

It is probable that all three variations take place simultaneously in response to an enhanced source. Surface intensification is correlated with vertical extension, at least in the case of a developing frontal wave.

If the increased surface inflow resulting from an unbalanced outflow further enhances the source, i. e., when increased inflow leads to augmented production of latent heat, a further pressure-fall may result, and we have an example of "explosive" growth. It would seem that the early growth of a frontal wave is of this explosive character, as also would be the immature growth of a tropical cyclone, in which very rapid intensification can occur.

Frontal waves are distinguished from monsoonal lows in being migratory disturbances. They are not tied to a set of boundary conditions, but may carry their moisture sources with them so long as the supply of moist surface air should last.

If the source density is insufficient to maintain the surface circulation, withdrawal of heat from the system will be at a greater rate than production at source and either the core will cool down or the outflow at height will be reduced. When the outflow no longer balances the surface frictional inflow, pressure at the centre will rise. The pressure contrast, and hence the surface frictional inflow will be reduced, until a new balance is struck in which the toroidal circulation is just sufficient to carry away the heat produced at source. If the source is suddenly "cut off", the system will quickly decay by friction.

We see, then, that a sudden enrichment of source is likely to lead to intensification of a low, while source impoverishment will lead to decay.

Complementary to the developing frontal low is the migrating "cold" high often formed in the polar air behind an equatorward-tending cold front. Such anticyclonic circulations are initially of limited vertical extent. Their sustaining sink probably originates in the radiation balance of the lower troposphere, although the subsidence of cloud-filled air may also play its rôle. Over the sea, or moist land, the process will be assisted by the presence of a surface evaporation sink.

8. Hyperthermal Systems.

The hypothermal structure is not the most frequently occurring disturbance. Dines [1] finds for England, and German and U. S. figures confirm this, that high surface pressure is correlated with higher than average temperature up to about 8 km, while low surface pressure correlates with low average temperature.

The typical mature cyclone or anticyclone is hyperthermal, with wind-speed increasing with height up to considerable heights. The high surface-pressure in a "warm" anticyclone is due to the excess weight of air in a cold stratosphere and upper troposphere. The warm lower troposphere tends to weaken the surface pressure contrast, but does not compensate completely for the excess weight in the stratosphere. Similarly, low pressure in a cold, occluded cyclone can be traced to a warm, low stratosphere. The coldness of the lower layers weakens the surface pressure contrast, but does not compensate completely for the lack of weight in the stratosphere.

Such circulations must evidently be sustained by sources or sinks at high level, in the upper troposphere or stratosphere. Moisture sources and sinks are evidently of very little consequence at these levels, on account of the low moisture content of air at very low temperatures. Accordingly we must look to radiation processes for our sources and sinks of heat.

Radiation cooling in cloud free air at tropopause levels is of the order necessary to account for the sustenance of warm anticyclones.

As an example, we quote the result of paragraph 4, where it was found that warming at the rate of 0.3° C per day of the whole atmosphere was sufficient to sustain a cyclone of extent 2000 km, pressure-drop 20 mb. Cooling at the same rate will sustain an anticyclone of the same extent, and pressure-rise, 20 mb. Cooling at the rate of 3° C per day over 100 mb of the atmosphere would be sufficient to sustain an anticyclone of average dimensions. This degree of cooling is of the order theoretically anticipated for cloud free air at these levels, so that the sustaining sink for warm anticyclones may be reasonably identified.

High level cloud constitutes a sink-source pair. The upper surface of the cloud will be a heat sink, radiating out into space. The lower surface, on the other hand, will be a heat source, receiving more radiation from the earth than it returns. Such an arrangement would give a cyclonic circulation below cloud level, increasing up to the base of the cloud. Above cloud level a counter-thermal would oppose the cyclonic circulation which would accordingly decay rapidly with height. It can be shown that medium and low level clouds constitute a net heat sink, radiation loss from the top exceeding the gain at the base. Cirrus clouds, on the other hand, constitute a net heat source, radiation gain at base exceeding the loss at the top.

There is a net radiation loss from all clouds except cirrus. The troposphere is from this point of view a heat sink, but the mean temperature is held steady by the upward diffusion of heat. In the long run the tropospheric diffusion source balances the radiation sink.

The rate of upward diffusion of heat depends on the stability of tropospheric stratification. In a stable atmosphere, such as would normally be associated with anticyclonic conditions, the diffusion is

slight, and the radiation sink will exceed the diffusion source. In an unstable atmosphere, such as we associate with cyclonic conditions, the diffusion will be greater, and may overpower the radiation sink. Hence it is natural to associate cloudless conditions with a net heat sink at high level and a high level anticyclone, and cloudy regions with a net heat source and cyclonic circulation at high level.

A routine application of sink-source theory to the vertical structure of disturbances thus awaits more precise information on the diffusion of heat in the atmosphere. It would seem essential to have a network of stations taking regular radiation measurements to supplement existing routine observations.

There is another possible method of estimating source or sink densities. If a radio sounding exists at a point, and it is possible to trace back the trajectories of the air at all levels for a certain time, and estimate temperature and moisture content at this time, it is possible to estimate the change in temperature and moisture content of each parcel currently constituting a column of air. In this way the mean source or sink density over the period in the neighbourhood of the point of observation could be estimated.

This method is cumbersome, and is open to more uncertainty than the direct method of estimating sink and source densities from radiation, precipitation and evaporation data, which method holds out the brightest prospects of applying thermodynamical principles in synoptic meteorology.

9. The Transition of Hypothermal to Hyperthermal Systems.

A characteristic property of the "warm" frontal depression is its ultimate "occlusion" into a cold type, high level low. Similarly, a shallow, cold anticyclone normally evolves into a warm, high-level system. Can this customary transition from migratory hypothermal disturbances into hyperthermal systems be accounted for by thermodynamical theory?

Let us consider first the warm low. The source initiating cyclogenesis we have taken to be latent heat production in ascending air. The intensity of a moisture source culminates at fairly low level, but the resultant updraft extends to heights considerably above the region of optimum latent heat production, for high level cloud is formed early in the life of a frontal wave, indeed it is usually present at the onset. It seems reasonable to suppose, then, that a high level source-sink pair is created or enhanced as a consequence of ascent of air in the developing low. Thus, even when the low-level moisture source becomes exhausted, there still exists a high level radiation source. The occlusion process may then be looked upon as a gradual increase in the importance of the high level source compared with that of low level in the depression's economy. When the low level source is exhausted we have a hyperthermal system. The intensity of the high level source may or may not be sufficient to maintain the surface circulation. Generally speaking the

intensity of a low declines slowly after complete occlusion, and frequently the surface circulation disappears altogether, although a high level circulation may persist for a considerable time. Such a circulation could be sustained for a prolonged period by a weak source, for only internal friction is operative, the more important surface drag being absent.

A cold anticyclonic circulation associated with a low level sink may be expected to induce a subsidence at fairly high level. Subsidence of cloud-filled air will induce a moisture heat sink. More important, the now clear air will constitute a high level radiation sink. The growth of a hypothermal anticyclone into a hyperthermal one may thus be associated with the dissipation of a pre-existing high level sink-source pair, and its replacement by a radiation sink in the free air. If the air had initially less upper cloud than the environment it might already be the seat of a high-level anticyclone, whose circulation, however, need not necessarily descend right to the surface. If a high-level circulation develops as a result of a surface anticyclonic circulation, the inference must be that conditions in the upper air become more favourable to a net radiant heat loss.

Once the high level radiation sink is established, the surface anticyclone may persist in spite of the replacement of a low level sink by a low level source. This appears to be the most common development of a stable anticyclone over land in temperate latitudes. A source of surface insolation heating is created owing to the dispersal of cloud within the anticyclonic region. This is a weakening influence on surface high pressure, but is overcompensated by the higher intensity of the high level sink.

Over the sea the surface evaporation sink tends to reinforce the high level sink, accounting for the preference shown by anticyclones for water surfaces.

In general the vertical distribution of sources and sinks may be highly complex, and the simple concept of hyper- and hypothermal systems may cease to be helpful in more involved disturbances.

Several synoptic studies have been made of recent years into the fusion of high and low level disturbances. The most striking phenomenon, first discussed by Wexler [6] is the anticyclogenesis attending the geographical coincidence of a cold winter hypothermal high over North America with an upper wedge. Pressure at the surface becomes higher than can be accounted for by the simple superposition of the two systems. Thermodynamically interpreted, this phenomenon is simply the fusion of a low level surface radiation sink and a high level sink with a previous independent existence. Such conditions are manifestly the most favourable possible for the formation of an intense surface anticyclone, for there is a heat sink at all levels. In the typical stable "warm" anticyclone, as we have seen, there is customarily a surface heat source which weakens the effect of the high level sink on surface pressure.

10. The Origin of Vortices.

A large number of theories purporting to account for the formation of cyclones and anticyclones have been advanced, almost all of which appeal to dynamic arguments.

A non-committal answer offered by many dynamic meteorologists is that a cyclone is due to *low level convergence*, and an anticyclone to *low level divergence*. The implication is that dynamic factors are responsible for the formation of vortices. It is when we enquire what causes the convergence or divergence that the above approach loses its simplicity.

The *convection theory* of cyclones starts with the proposition that unstable stratification leads to the ascent of air. Horizontal winds at high level remove this ascending air, by a dynamical process which has never been explained, resulting in a fall in surface pressure, and a consequent low level convergence. On account of the Coriolis force the initial radial movement of air at low level is converted into a tangential motion.

A mathematical study of the properties of two contrasting air masses lying in juxtaposition establishes the fact that perturbations of a certain scale are unstable, and hence under the right conditions *a wave on the polar front* may grow. The theory, however, only applies to the initial stage of the formation of a wave-depression, and gives no account of development in the mature stage of occlusion.

These two theories are specifically theories of cyclogenesis, and have no counterpart in the theory of anticyclonic development.

Rossby [*3*] has shown that *lateral mixing* in a straight current can throw up cyclonic eddies to the left of the stream (in the Northern Hemisphere), and anticyclonic eddies to the right. This theory might account satisfactorily for the existence of eddies, but its rôle in sustaining steady-state disturbances is more open to question.

Another type of theory is the *static-theory*. According to this view low surface pressure is due to lighter-than-normal overlying air, while high pressure is due to the air being more dense than usual. This theory is plainly tautological. The average density of the air above a depression *must* be less than normal, for the total weight of the air is less. Further, as far as the theory goes, it can "explain" the existence of a depression, but not how it can be sustained against skin friction.

Theories of anticyclonic formation are not necessarily complementary to those for cyclonic formation. One theory in considerable vogue is the *advection theory*. The warm type of anticyclone is associated with a high, cold stratosphere, similar to that found in tropical regions. A warm anticyclone is thus assumed to be due to the bodily movement of high tropical air into the anticyclonic region.

An alternative theory is that the cold stratosphere is caused by radiation cooling of the air *in situ*. The connection of this theory with the *sink-source theory* should be noted.

None of these theories is completely satisfactory, and none is quantitative, although frontal theory can offer some quantitative results on the initial stages of wave development.

The answer offered by sink-source theory to the question of what "causes" vortices is simple and unequivocal. It may be stated in the form of two propositions:

I. *A cyclonic circulation will develop in a heat source region.*

II. *An anticyclonic circulation will develop in a heat sink region.* This brings us to the question of the function of vortices in the atmosphere. Consider an initially completely stagnant atmosphere. If there are localised source and sink regions, these areas will be continually heated and cooled. A temperature gradient is thus set up and will be continually intensified unless a circulation arises to convey heat from the warm to the cold regions. Cyclones and anticyclones are thus mechanisms for levelling up atmospheric temperature contrasts arising from localised sources and sinks of heat.

In the same way the general circulation is a mechanism for smoothing out the temperature discontinuities arising from the mean global distribution of sources and sinks. The application of sink-source theory to the general circulation will be the subject of a further communication.

Sources and sinks can be primitive in the sense of being quite independent of the circulation they induce, or *derived* from the circulation itself. Thus if moist air is forced to ascend, as a consequence of an existing circulation pattern, the latent heat released will constitute a new heat source, to accommodate which the circulation pattern will have to alter. If the circulation alters in a sense to induce a further source enrichment, this reacts in turn to produce a further growth in the circulation pattern. This is an example of an *explosive circulation.*

We thus see that cyclones and anticyclones must appear in the earth's atmosphere so long as sources and sinks exist, the only alternative being a stagnant atmosphere with a progressive warming in the source areas, and progressive cooling in the sink areas.

If the sources and sinks have a circular symmetry, circular cyclones and anticyclones will be formed. If the source (sink) is distributed along a line, a trough (wedge) of low (high) pressure will result.

The sink-source theory also gives a simple explanation of the vertical structure of vortices. Most theorists draw a firm distinction between hypo- and hyperthermal systems, implying, or stating, that they are formed by different mechanisms. For example, a "cold" shallow high might be explained by cooling in the lowest layers of a cold underlying surface (static theory), while a warm high will be attributed to high level advection.

The sink-source theory makes no distinction between the mode of formation of shallow and deep disturbances; a hypothermal system is attributed to a source or sink at low level, while a hyperthermal vortex is ascribed to high level sources or sinks.

In the development of the theory it has been assumed that surface friction constitutes the brake on the atmospheric engine. High level vortices are sometimes found with no appreciable surface circulation, and in this case, manifestly, surface friction is not the limiting factor.

We might postulate that free-air turbulence limits the magnitude in such cases, but in the present state of knowledge this factor is difficult to treat quantitatively. It seems safe to assume that where a surface circulation exists, surface friction constitutes the bulk of the frictional drag in the system, and hence the quantitative theory of circulations developed above is likely to apply with close approximation to the majority of vortices encountered on the synoptic map.

References.

1. Dines, W. H.: The characteristics of the free atmosphere. Geophys. Mems., M. O. London, No. 13 (1919).
2. James, R. W.: On the theory of large-scale vortex motion in the atmosphere. Quart. J. Roy. Met. Soc. **76**, 255 (1950).
3. Rossby, C. G.: On the maintenance of the westerlies south of the polar front. Paper phys. Oceanogr. and Met. M. I. T. **7**, 1 (1938).
4. Sheppard, P. A.: The aerodynamic drag at the earth's surface and the value of von Karman's constant in the lower atmosphere. Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A **188**, 208 (1947).
5. Stewart, H. J.: Kinematics of fluid flow. In Berry, F. A., Bollay, E. and Beers, N. R. (eds.), Handbook of Meteorology, Mc Graw Hill (1945).
6. Wexler, H.: Some aspects of dynamic anticyclogenesis. Inst. Meteorol. Chicago, Misc. Rep. No. 8 (1943).

551.574.1 : 551.576.11

Beitrag zum Problem der Eisbildung in Wasserwolken.

(Laboratoriumsversuche mit unterkühlten Wasserproben)

Von

Wolfgang W. Ehrenberg, Mendoza.

Mit 3 Textabbildungen

Zusammenfassung. Maßgebend für die künstliche Eisbildung ist die Gesamtoberfläche der Impfsubstanz bzw. die Gesamtenergie der Erschütterung, wobei eine Oberfläche von 1 cm² einer Energie von zirka 740 erg gleichwertig ist. Keine Sonderstellung des Silberjodids.

Summary. In the transformation of water into ice by artificial means the total surface of a crystal seed is decisive or the total energy of a concussion, with 1 cm² being equivalent to ca. 740 erg, Ag J forming no exception.

Résumé. Ce qui est déterminant dans le processus de la formation artificielle de la glace c'est la surface totale de la substance servant à ensemencer ou plutôt l'énergie totale de l'ébranlement, une surface de 1 cm² équivalent ici à une énergie d'environ 740 ergs. L'iodure d'argent n'occupe pas de place privilégiée.

I. Vorüberlegungen.

Um eine Wasserprobe als Modell eines Wolkentröpfchens verwenden zu können [*1*], mußten folgende Bedingungen erfüllt sein:

1. Der Wand- und Staubeinfluß mußte hinreichend ausgeschaltet werden, um die keimbildende Wirkung verschiedener Faktoren studieren zu können.

2. Es mußte eine mit den beschränkten verfügbaren Mitteln durchführbare einfache und sichere Meßmethodik entwickelt werden.

3. Um vom Reagenzglasversuch auf das Verhalten eines Wolkentröpfchens Rückschlüsse ziehen zu können, mußte der Einfluß der Volumengröße untersucht werden.

4. Um die Wirksamkeit verschiedener Impfsubstanzen untereinander vergleichen zu können, mußte festgestellt werden, welches Mengenmaß (Teilchenzahl, Gesamtoberfläche, Summe der Kantenlängen, Größe des

Einzelteilchens [2] od. dgl.) bei verschiedener Einwaage und verschiedenem Feinheitsgrad maßgebend ist.

5. Die Temperaturabhängigkeit des Eisbildungseffektes mußte innerhalb des zugänglichen Bereiches möglichst genau ermittelt werden, um auf die in Wolken vorkommenden, wesentlich tieferen Temperaturen extrapolieren zu können.

6. Ebenso galt es, bei einer Untersuchung der Eisbildung durch mechanische Erschütterung festzustellen, welche Größe (Druck, Energie, Leistung, Intensität od. dgl.) für die Keimerzeugung entscheidend ist.

II. Versuchsdurchführung und Ergebnisse.

Zu 1. und 3.: Bei Ausgießen mit Paraffin, ebenso bei Bestreichen mit Vaselin der mit den Proben filtrierten destillierten Wassers in Berührung kommenden Glasflächen ergaben sich in Abwesenheit von Zusatzstoffen und Erschütterungen Unterkühlungen, welche nicht mehr von der Wandfläche, sondern nur noch vom Wasservolumen abhingen, nämlich $-10 \pm 2°$ C bei 5 cm³ und $-7 \pm 2°$ C bei 20 cm³. Auf die darüberliegenden Keimbildungstemperaturen in Gegenwart von Zusätzen oder bei mechanischen Erschütterungen hatte die Volumengröße jedoch keinen Einfluß.

Zu 2.: Das Steigen eines in der Wasserprobe steckenden Thermometers bei Gefrierbeginn erwies sich als besserer Indikator als die visuelle Beobachtung. So war es möglich, eine Serie von Wasserproben ohne Rücksicht auf die Sicht in einem Kühlbad bzw. im Eisschrank selbst so einzubauen, daß nur die Thermometerskalen herausragten.

Zu 4.: Da der Quotient aus Einwaage und mittlerer Korngröße sich bei Pulvern verschiedenen Feinheitsgrades als die maßgebliche Größe erwies, kommt es bei der Eisbildung offenbar auf die *Gesamtoberfläche* der zugesetzten Substanzen an, wobei deren Berechnung aus dem Gewicht G, der Dichte ϱ und der mittleren Korngröße Φ unter Voraussetzung annähernder Würfelform nach der Gleichung

$$F \approx 6 \cdot G/\varrho \cdot \Phi \qquad \text{(A)}$$

mit einem Unsicherheitsfaktor der Größenordnung 2 behaftet sein dürfte. Pampastaub, Quarzpulver und Filtrierpapier lassen sich innerhalb der Schwankungsbreite durch die gleiche Kurve darstellen (s. Abb. 1) und sogar bei AgJ stehen die hier besonders stark streuenden Werte mit der aus Abb. 1 entnommenen Kurve nicht in Widerspruch. Zwar kommt AgJ in zwei Modifikationen vor, einer hexagonalen, deren Gitterkonstanten mit der des Eises praktisch übereinstimmen, und einer kubischen, doch liegt der Beständigkeitsbereich der letzteren oberhalb 146° C, so daß in allen in Abb. 2 angeführten AgJ-Proben mit der eisähnlichen, doppelbrechenden Kristallform zu rechnen ist. Bei dem geschmolzenen und bei 130° C getemperten Produkt konnte dies mit dem Polarisationsmikroskop auch nachgewiesen werden, während bei den übrigen Proben die Kornkleinheit die Entscheidung über die Kristallform erschwerte. Was die Korngröße und damit die effektive Oberfläche betrifft, so konnte

diese bei den frischen Fällungen natürlich nur der Größenordnung nach geschätzt werden, während bei der Einwaage von Stückchen des käsigen AgJ-Niederschlags nur mit einer teilweisen Wirksamkeit der inneren Oberfläche zu rechnen war.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß chemische Natur und Kristallform nur eine untergeordnete Rolle spielen, verglichen mit der freien Oberfläche, also dem Zerteilungsgrad.

Zu 5.: Daß gelegentlich bei erhöhtem Impfstoffzusatz ein Effekt ausblieb, der bei geringerem Zusatz eintrat, zeigt den statistischen Charakter des Vorgangs. Eine Kurve wie die in Abb. 1 und 2 eingetragene

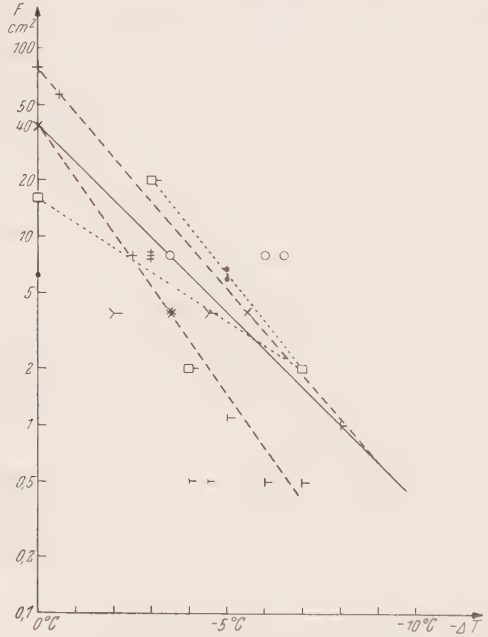


Abb. 1. Unterkühlung ΔT von Wasserproben in Abhängigkeit von der Gesamtoberfläche F der zugegebenen Impfsubstanzen [berechnet nach Formel (A)].

Schwankungsgrenzen	$<$ [1]	$>$ [2]	$=$	Substanz
gestrichelte Linien	⊣	⊢	+	Quarz, trocken gemahlen
	≺	≻	×	Pampastaub, nat.
punktierte Linien	—□	□—	□	Filtrierpapier
	—○	○—	○	Vulkanasche, naß gemahlen
	—●	●—	●	Absorptionskohle
ausgezogene Linien				Verlauf nach Gl. (B)

[1] oberer Grenzwert.
[2] unterer Grenzwert.

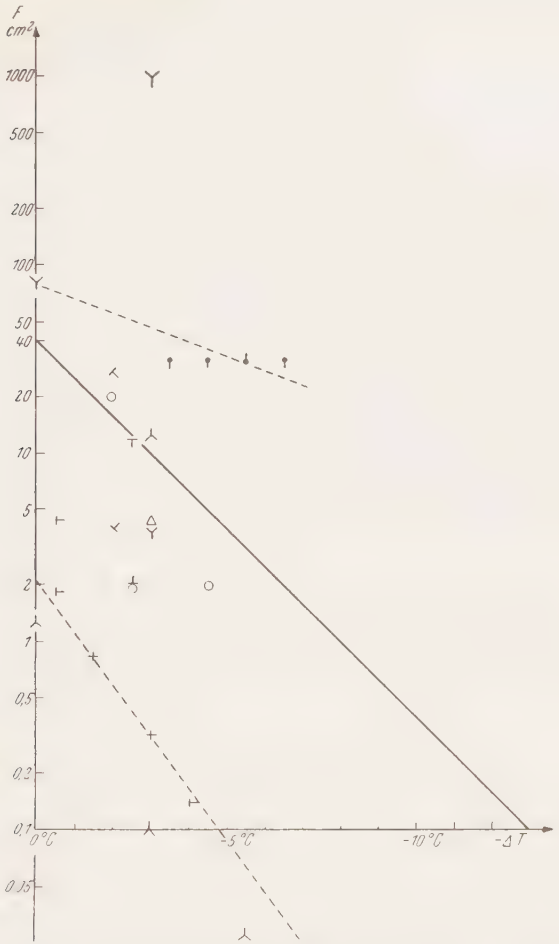


Abb. 2. Unterkühlung ΔT von Wasserproben in Abhängigkeit von der Gesamtoberfläche F von Silberjodid verschiedener Vorgeschichte. Vergleich des Schwankungsbereiches der Meßwerte (gestrichelte Linien) mit der aus Abb. 1 entnommenen Gl. (B) (ausgezogene Linie).

$>$ [1]	$>$ [2]	$=$	Vorgeschichte
●	●	●	in statu nascendi
▽	△	△	unfiltrierter Niederschlag, kalt gefällt
○	○	○	unfiltrierter Niederschlag, heiß gefällt
Y	⅄	×	bei 140° C getrockneter Niederschlag
⊤	⊥	+	bei 130° C getemperte und zermahlene Schmelze

[1] oberer Grenzwert.
[2] unterer Grenzwert.

gibt daher keine strenge Gesetzmäßigkeit wieder, sondern nimmt nur eine Gebietstrennung vor zwischen überwiegendem Erfolg und überwiegendem Mißerfolg in bezug auf die Eisbildung. Diese Übergangskurve gehorcht annähernd der Gleichung:

$$\log F = \log 40 - 0{,}20\ (\Delta T);\ F \text{ in cm},\ \Delta T \text{ in Zentigraden} \qquad \text{(B)}$$

Zu 6.: Die offenbare Gleichwertigkeit von Gewicht und Fallhöhe beim Einfallenlassen verschieden großer und verschieden geformter vaselinüberzogener Stücke Draht, Glasstab, Kork, Paraffin und von Wassertropfen aus verschiedenen Höhen und die Unabhängigkeit vom Stoßquerschnitt (s. Abb. 3) spricht dafür, daß die *Gesamtenergie* einer Erschütterung die Wahrscheinlichkeit bestimmt, ob in ihrer Reichweite eine Eiskeimbildung stattfindet oder nicht. Auch hier zeigt das gelegentliche Ausbleiben eines Effektes unter verschärften Bedingungen, der unter milderen Bedingungen auftrat, den statistischen Charakter des Vorgangs. Wie ein Vergleich mit Abb. 1 lehrt, läßt sich in Abb. 3 die einer 50%igen Keimbildungswahrscheinlichkeit entsprechende Linie durch eine Kurve der gleichen Art und der gleichen Neigung wiedergeben wie dort:

$$\log E = \log 30 - 0{,}20 \cdot (\Delta T);\ E \text{ in Gramm Zentimeter} \qquad \text{(C)}$$

Es herrscht also im ganzen untersuchten Bereich eine feste Beziehung zwischen freier Oberfläche und freier Energie: 40 cm^2 zu 30 (gr. cm), wobei der Quotient zwischen beiden den Zahlenwert von zirka 740 erg/cm^2 besitzt.

III. Schlußfolgerungen.

1. Sollen diese dem Laboratoriumsversuch entnommenen Beziehungen auf Wolkentröpfchen übertragbar sein, so darf die Wahrscheinlichkeit für die Bildung eines Eiskeimes nicht davon abhängig sein, auf wie viele Einzeltröpfchen sich die Impfstoffoberfläche verteilt, oder anders ausgedrückt: Die Wahrscheinlichkeit für die Bildung eines Eiskeimes nach zehnmaliger Wiederholung des Versuches mit der Impfstoffoberfläche F muß die gleiche sein wie bei einem einmaligen Versuch mit der Impfstoffoberfläche $10\,F$. Der Spielraum zwischen dem Verhältnis Erfolg/Mißerfolg 2/1 und 1/2 (als Maß für die Schwankungsbreite der Ergebnisse) entspräche also einem Unsicherheitsfaktor 2 bzw. $^1/_2$ hinsichtlich F und einer Mindestschwankungsbreite $\mp 1{,}5°$ hinsichtlich ΔT. Dies ist gerade die aus Abb. 1 entnehmbare Schwankungsbreite, während sie in Abb. 2 sogar noch größer ist.

2. Das gleiche wie für die Impfstoffoberfläche muß für die Stoßenergie gelten: d. h. die Wahrscheinlichkeit, daß in irgendeinem der Tröpfchen, auf welche sich eine gegebene Stoßenergie verteilt, ein Eiskeim sich bildet, muß von der Zahl dieser Tröpfchen unabhängig sein. Dies verlangt, analog dem obigen Fall, einen Unsicherheitsfaktor von 2 bzw. $^1/_2$ hinsichtlich E und von ΔT $\mp 1{,}5°$ hinsichtlich der Temperatur, eine Bedingung, die Abb. 3 erfüllt.

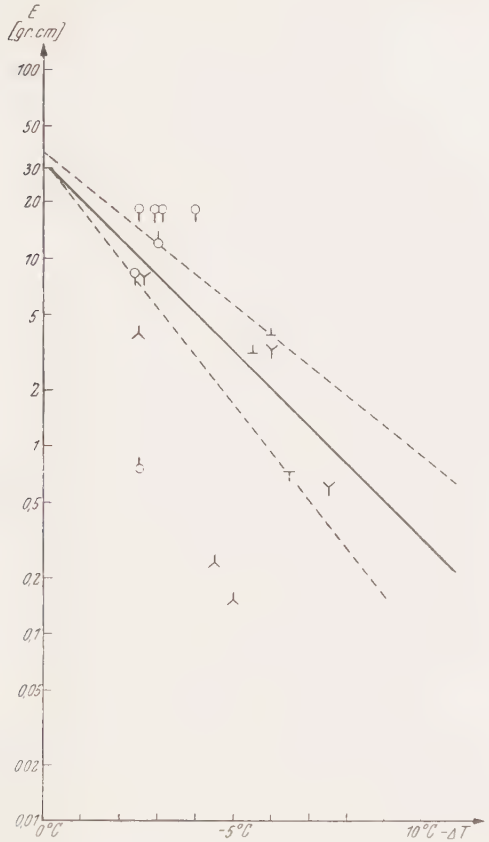


Abb. 3. Eiskeimbildende Stoßenergie E (gr. cm) in Abhängigkeit von der Unterkühlung ΔT. (Einwurf vaselinbestrichener Körper verschiedenen Gewichts und verschiedenen Stoßquerschnitts in Wasserproben verschiedenen Volumens.)

$<$ [1]	$>$ [2]	=	Stoßquerschnitt	Wasservolumen
⊤	⊥	+	$^1/_{100}$ cm^3	5 cm^3
Y	⅄	×	$^1/_{100}$ cm^2	20 cm^3
●	●	●	$^1/_5$ cm^2	5 cm^3
♀	♀	○	$^1/_5$ cm^2	20 cm^3
gestrichelte Linien			Schwankungsgrenzen der Meßwerte	
ausgezogene Linie			Gl. (C)	

[1] oberer Grenzwert.
[2] unterer Grenzwert.

3. Der geringe Unterschied in der Wirksamkeit so verschiedener Substanzen wie Quarz, Zellulose und Silberjodid zeigt, daß die Bedeutung einer dem Eis möglichst nahekommenden Kristallstruktur bisher überschätzt wurde, und legt einen Ersatz des kostspieligen AgJ durch billigere Substanzen gleichen Verteilungsgrades nahe.

4. Nimmt man an, daß die spontane Eisbildung in den zusatzfreien Proben durch die Gesamtoberfläche ihrer stets in etwa der gleichen Form und Konzentration enthaltenen Staubverunreinigungen hervorgerufen wird, so muß die Unterkühlung mit wachsendem Volumen V abnehmen. Dies wurde in der Tat beobachtet, wobei die gemessenen Mittelwerte durch die (B) und (C) analog gebildete Gleichung befriedigt werden:

$$\log V = \log 840 - 0{,}20 \cdot (\Delta T); \quad V \text{ in } \mathrm{cm}^3 \qquad \text{(D)}$$

Der Vergleich mit (B) führt auf eine wirksame Stauboberfläche von zirka $^1/_{20}\,\mathrm{cm}^2$ pro cm^3 destillierten Wassers, was bei einem mittleren Teilchendurchmesser von 10^{-6} cm [3] und der Dichte 3 laut Gl. (A) einer Verunreinigung von zirka $10^{-5}\%$ entsprechen würde.

Die von W. Rau [1] an Wasserproben von zirka $^1/_2$ cm^3 beobachtete Senkung der spontanen Erstarrungstemperatur bei Wiederholung des Gefrier-Auftau-Zyklus hätte man hiernach als einen Koagulationseffekt aufzufassen, welcher die wirksame Oberfläche verkleinert.

5. Nach Gl. (B) würde die Verwendung von Trockeneis gegenüber AgJ eine wesentliche Materialersparnis bringen, wenn man auch hier mit einer Korngröße $< 10^{-5}$ cm rechnen könnte. Doch läßt der hohe Dampfdruck des expandierenden CO_2 die sich bildenden CO_2-Sublimationskerne sofort zu großen Flocken heranwachsen [4]. Vielleicht aber ließe sich die CO_2-Expansion zur Vorkühlung von nichtflüchtigen, staubförmigen Impfsubstanzen verwenden, würde doch nach Gl. (B) durch eine Temperatursenkung von 10° unter die Umgebungstemperatur der betreffende Materialbedarf auf den hundersten Teil reduziert werden, wozu allerdings der zusätzliche Materialbedarf für das Kühlmittel hinzukäme. Ohne einen solchen Zusatz nichtflüchtiger Keime dürfte Trockeneis mit seiner relativ kleinen Oberfläche weniger als Kristallisationskeim wie als Kälteträger wirken, welcher die Wolkentröpfchen so weit abkühlt, daß die in ihnen selbst enthaltenen Staubverunreinigungen als Eiskeime in Funktion treten können.

6. Atomistisch betrachtet, trifft (einen Molekülquerschnitt von zirka $10^{-15}\,\mathrm{cm}^2$ vorausgesetzt) durchschnittlich ein schon bei 0° C als Eiskeim wirkendes Molekül auf $4 \cdot 10^{16}$ unwirksame Oberflächenmoleküle, während die nur bei tieferen Temperaturen wirksamen Moleküle entsprechend häufiger sind. Die untere Grenze, bis zu der eine Extrapolation der Formel (B) sinnvoll erscheint, dem Zustand einer $100^0{}_0$igen Wirksamkeit aller Oberflächenmoleküle, liegt somit bei zirka $-85°$ C; wenn eine aktive Stelle aus mehreren Molekülen besteht, natürlich weniger tief. Dies steht in gutem Einklang mit der von A. Rau [1] gemachten Beobachtung, daß unterhalb $-72°$ C spontane Sublimation einsetzt.

7. Die gleiche untere Grenze gilt auch für die Formel (C), da offenbar eine freie Energie von 30 (gr/cm) einer freien Oberfläche von 40 cm^2 gleichwertig ist, so daß die Größe 740 erg/cm^2 die für Eiskeime charakteristische Oberflächenenergie bedeuten dürfte. Man wird annehmen müssen, daß eine gegebene freie Energiemenge sich auf die betroffenen Moleküle nach einer Wahrscheinlichkeitsfunktion in verschieden wirksamer Form verteilt, wobei im Zustand geringer Unterkühlung nur die Träger der hochwertigsten Energieanteile als Kristallkeime in Betracht kommen, bei starker Unterkühlung dagegen auch die geringerwertigen.

8. Daß erfahrungsgemäß zwar die Stoßwelle einer Explosion, nicht aber die stetige Luftbewegung durch einen Flugzeugpropeller auf die Wolken wirkt, rührt von der geringen Trägheit der Wolkentröpfchen her, welche die Luftbewegungen weitgehend mitmachen und nur bei sehr plötzlichen Erschütterungen einen Teil der Stoßenergie in sich aufnehmen. Daher muß, zum Vergleich mit den am festgehaltenen Wasserquantum gemessenen Werten, die im Wolkenversuch verausgabte Gesamtenergie erst mit einem Übertragungsfaktor multipliziert werden. Dieser ist, von Resonanzeffekten abgesehen, um so größer, je kürzer die Entladung einer gegebenen Energiemenge dauert und je größer und damit träger die Wolkentröpfchen sind.

Herrn Prof. Georgii, der die Anregung zu vorliegender Untersuchung gab, und Herrn Prof. Garoglio, in dessen Laboratorium die Versuche durchgeführt werden konnten, sei an dieser Stelle hierfür bestens gedankt.

Literaturverzeichnis.

1. Rau, W.: Dtsch. Akad. Luftfahrtforsch. 8 (1944), Nr. 2.
2. Weikmann, H.: Ber. Dtsch. Wetterdienst US-Zone (1949), Nr. 6.
3. Vgl. Aufm Kampe, H. I.: Das Wetter und seine Ursachen (1951).
4. Vgl. Vonnegut, B.: Bull. Amer. Met. Soc. (1950), 151.

551.574.1 : 551.508.91

(Aus dem Meteorologischen Universitätsinstitut und dem Max Planck-Institut für Biophysik, Frankfurt/M.)

Reihenuntersuchung des natürlichen Aerosols mittels Elektronenmikroskops.

Von

W. Jacobi, Chr. Junge und W. Lippert.

Mit 6 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Es wurden für einen dreiwöchigen Zeitraum Serienaufnahmen des atmosphärischen Aerosols auf dem Taunus-Observatorium durchgeführt. Die auftretenden Teilchenformen und die Häufigkeit ihres Auftretens in Abhängigkeit von der Wetterlage werden besprochen.

Summary. Serial observations of atmospheric aerosol were made at Taunus Observatory during a period of 3 weeks. Forms and frequency of observed particles are discussed in relation to weather conditions.

Résumé. Se fondant sur des observations en série de l'aérosol atmosphérique prises pendant trois semaines à l'Observatoire du Taunus, les auteurs considèrent les formes des particules et la fréquence de leur apparition en relation avec la situation météorologique.

Nachdem sich gezeigt hatte, daß mittels eines Konimeters leicht und ohne großen Aufwand Präparate des natürlichen Aerosols für das Elektronenmikroskop zu gewinnen sind [*1*], entstand der Plan, über eine längere Zeitdauer möglichst regelmäßig solche elektronenmikroskopischen Untersuchungen vorzunehmen. Um von einer Aerosolbeeinflussung durch die Stadt Frankfurt/M. und möglichst auch der Rhein-Main-Ebene freizukommen, wurde als Ort für die Herstellung der Präparate das Taunus-Observatorium gewählt. Dieses liegt in waldiger Umgebung in zirka 800 m Höhe. Das dort auftretende Aerosol kann nur bei Luftströmungen aus dem Sektor Ost bis Westsüdwest durch die Rhein-Main-Ebene beeinflußt werden. Bei Strömungen aus Nordwest berührt die untersuchte Luftmasse in zirka 170 km Entfernung das Ruhrgebiet, während bei Windrichtungen aus Nordwest bis Westsüdwest die waldreichen und industriearmen Mittelgebirge zu beiden Seiten des Rheins überstrichen werden.

Gewünscht waren Wetterlagen mit möglichst raschem Wechsel der Luftmassen und in dieser Hinsicht war der gewählte dreiwöchige Zeitraum vom 16. November bis 7. Dezember 1951, der durch eine lebhafte Westzirkulation ausgezeichnet war, günstig. Anderseits ist der November als besonders nebelreicher Monat am Taunus-Observatorium für Aerosoluntersuchungen nicht besonders gut geeignet. Da jedoch der genannte Zeitraum weitgehend durch äußere Umstände bestimmt war, mußten im übrigen die Verhältnisse genommen werden, wie sie kamen.

In dem gesamten Teilchengrößenbereich des atmosphärischen Aerosols, der etwa vom Teilchenradius $r = 5 \cdot 10^{-7}$ bis 10^{-3} cm reicht*, nimmt der Abschnitt

$$5 \cdot 10^{-6} \leqslant r \leqslant 10^{-3} \text{ cm}$$

eine Sonderstellung ein, indem für ihn das Verteilungsgesetz

$$\frac{dN}{d \log r} = \frac{\text{const.}}{r^3}$$

sehr angenähert erfüllt ist. Aus diesem Abschnitt schneidet das Konimeter denjenigen mit $\varrho < r \leqslant 10^{-3}$ cm heraus, wobei ϱ die untere Grenzgröße bei Abschneidung im Konimeter ist. Bei den hier bisher benutzten Konimetern mit konstantem Luftstrom, die sich weitgehend dem vielfach verwandten Gerät von Zeiß anschließen, liegt bei einer Fördermenge von 15 cm³/s und einer Düsenweite von 0,5 mm ϱ bei etwa $1{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm. Infolge des oben angeführten Größenverteilungsgesetzes liegt damit die weitaus größte Zahl der im Konimeter abgeschiedenen Kerne zwischen 0,15 und 0,7 μ. Dieser Bereich deckt sich zufällig weitgehend mit dem optisch wirksamen Bereich (von etwa 0,1 bis 0,4 μ) und ist deshalb auch für die Dunstoptik von besonderem Interesse.

Herstellung der Präparate.

Ziel der Untersuchung war es, Präparate mit großer Teilchenzahl zu erhalten, um eventuell statistisch Aufschlüsse über den Wechsel der Aerosolzusammensetzung mit der Wetterlage zu erhalten. Abb. 1 zeigt das zur Herstellung dieser elektronenmikroskopischen Präparate benutzte Konimeter**. Bei einer Düsenweite von 0,5 mm und bei einem Abstand von etwa 1 mm zwischen Auffangfläche und Düsenausgang hat der Fleck der abgeschiedenen Aerosolteilchen einen Durchmesser von etwa 0,8 mm. In diesem Fleck liegen in der Mitte die großen, schweren Teilchen; zum Rand hin nimmt die Teilchengröße mehr oder weniger gleichmäßig ab. Die Blenden des Elektronenmikroskops hatten eine zylindrische Bohrung von 100 μ im Durchmesser. Die Blenden sind mit einem dünnen Häutchen aus

* Dieser Bereich wird unterteilt in

Aitkenkerne $r < 2 \cdot 10^{-5}$ cm,
große Kerne $2 \cdot 10^{-5} \leqslant r \leqslant 10^{-4}$ cm,
Riesenkerne $r > 10^{-4}$ cm.

** Für die Konstruktion dieses Konimeters sind wir Herrn Dr. Burckhard vom Max Planck-Institut für Biophysik sehr zu Dank verpflichtet.

Kollodium überzogen, das auch für die mehr oder minder konzentrierten Lösungen der Kerntröpfchen unbenetzbar ist. Die auftreffenden Kerne

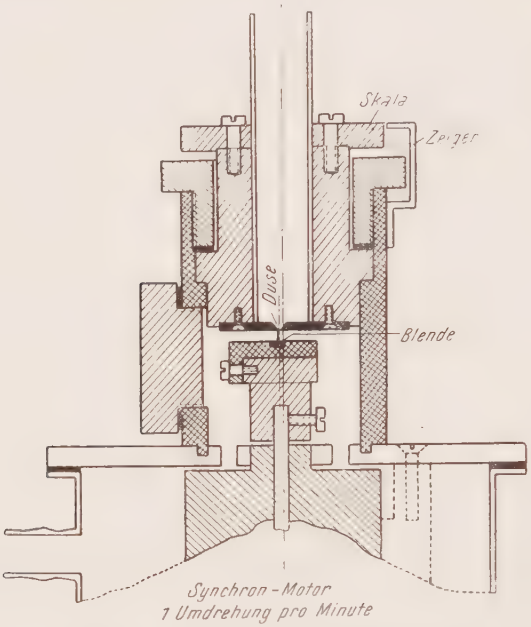


Abb. 1. Schnitt durch das Abscheidegerät.

bleiben auf ihm dank ihres Wassergehaltes haften. Aus früheren Untersuchungen [*1*] ist bekannt, daß oberhalb einer Feuchte von etwa 70% die Kondensationskerne nahezu vollständig einen genügenden Wassergehalt besitzen, um mit Sicherheit haften zu bleiben.

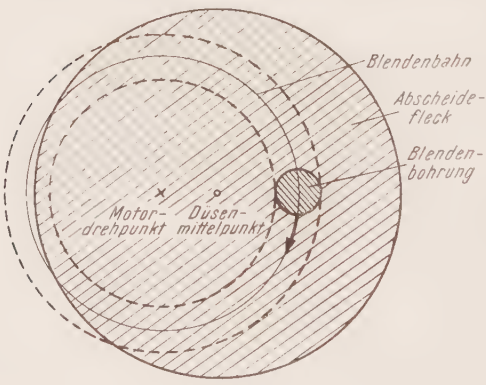


Abb. 2. Bahn der Blende im Abscheidefleck.

Um bei der Abscheidung der Teilchen nicht von der zufälligen Lage der Objektträgerblende zum Fleck abhängig zu sein und um einen Überblick über die Verteilung der Teilchen im Fleck zu erhalten, wurde die Blende während der Abscheidung auf einer zum Fleckmittelpunkt exzentrisch gelegenen Kreisbahn bewegt (Abb. 2).

Durch die Wahl der Exzentrizität konnten verschiedene Gebiete des Flecks in die Messung einbezogen werden. Bei der meist verwendeten

Exzentrizität von 0,2 mm wird die Größenverteilung der abgeschiedenen Teilchen durch das folgende Beispiel (22. November 1951, 16^h) angegeben:

Radius $\times 10^5$ cm	0,8	0,8—1,7	1,7—2,6	2,6—3,6	3,6—4,4	4,4
proz. Anteil	3	28	35	20	10	4

(Gesamtzahl der Teilchen: 140, rel. Feuchte 87%.)

Dabei wurde die Teilchengröße aus dem abgebildeten Kerndurchmesser unter der Annahme berechnet, daß die Kerntröpfchen auf der hydrophoben Kollodiumhaut nach der Abscheidung Halbkugeln bilden. Diese Annahme dürfte jedenfalls für die Lösungströpfchen recht angenähert zutreffen.

Infolge des Anwachsens der Kerne mit der relativen Feuchte der untersuchten Luft, insbesondere in der Nähe der Sättigungsfeuchte bei den häufigen Nebellagen, verschiebt sich der abgeschiedene Teil der Kerne zu kleinen Teilchengrößen hin. Streng vergleichbare Größenbereiche würden erhalten, wenn bei immer gleicher relativer Feuchte gearbeitet würde. Wie weit durch diesen Effekt die unten angeführten Ergebnisse störend beeinflußt wurden, läßt sich schwer angeben. Für das Feuchteintervall unter 95% ist der Einfluß gering, da der Kernradius sich hier im Mittel nur um 30% ändert; oberhalb 95% jedoch nimmt der Radius der Kerne sehr rasch mit der Feuchtigkeit zu und hängt deshalb empfindlich von den Abweichungen der Luftfeuchte vom Sättigungswert ab (Stadium des Kondensationsbeginns).

Die Präparate wurden so bestäubt, daß einerseits eine recht dichte Belegung der Fläche mit Kernen entstand, anderseits ein Zusammenfließen oder Berühren der Teilchen noch nicht eintrat. Aus der Blendenöffnung von zirka 100 μ Durchmesser gelangte ein Ausschnitt von zirka $20 \cdot 26\,\mu^2$ zur Abbildung, auf dem sich eine Teilchenzahl von der Größenordnung 100 befand. Damit konnte eine einigermaßen sichere Auszählung der verschiedenen Teilchenarten vorgenommen werden. Meist wurden zu jedem Termin zwei Präparate hergestellt und es zeigte sich dabei, daß manchmal bei kurz hintereinander beschickten Präparaten merkliche Unterschiede in der Zusammensetzung des Aerosols auftraten, die wohl reell sein dürften*. Nach dem Bestäuben wurden die Blenden in ein Trockengefäß gelegt und gelangten dann oft erst einige Tage später zur Aufnahme.

Die Untersuchungen erfolgten in der Zeit vom 17. November bis 6. Dezember 1951. Das Konimeter wurde im Freien aufgestellt, so daß Beeinflussungen durch das Gebäude usw. vermieden wurden. Gleichzeitig wurden die Aitkenkerne mit dem kleinen Scholzschen Kernzähler sowie die großen Kerne mit einem gesonderten Konimeter bestimmt, bei dem die Teilchen, da die relative Feuchte während des Beobachtungszeitraumes nie unter 76% absank, mit Sicherheit auf der hydrophoben Auffangfläche (getrockneter Zaponlack) haften blieben. Auf diese Weise konnten zum ersten

* Dies entspricht den kurzfristigen Schwankungen, die man u. a. auch in der Zahl der Aitkenkerne festgestellt hat.

Mal einwandfreie Messungen der großen Kerne im Nebel durchgeführt werden, ohne daß die Präparate in störender Weise durch die hohe Luftfeuchtigkeit verändert wurden, wie dies bei den sonst verwendeten klebrigen Aufstrichen der Konimeter der Fall war (Aufstriche aus dem hygroskopischen Kalodermagelee und Gummiglycerin).

Wie früher nachgewiesen wurde [*1*], ist die Vergrößerung der Kerne infolge Kondensation durch die adiabatische Abkühlung hinter der Düse gering und beträgt unter ungünstigen Umständen bei einem Tropfenradius von 0,1 μ und 100% relativer Feuchte zirka 15% des Durchmessers.

Ergebnisse.

Bei der Deutung der elektronenmikroskopischen Aufnahmen ist zu berücksichtigen, daß infolge der Erwärmung des Präparates im Elektronenstrahl starke Veränderungen an den zuvor im Trockengefäß eingetrockneten Lösungströpfchen eintreten: Kristallwasser und leichter verdampfbare Substanzen, bei sehr starker Bestrahlung auch das Kochsalz, verdampfen und es bleibt ein Fleck der schwer verdampfbaren löslichen und unlöslichen Stoffe zurück — zusammen mit Niederschlägen aus den Gasresten des Elektronenmikroskops —. Dabei bildet sich der ursprüngliche Umfang des Lösungströpfchens meist durch einen schwachen Schatten ab, so daß Rückschlüsse auf die ursprüngliche Tropfennatur mit ziemlicher Sicherheit gezogen werden können.

Es wurde nun versucht, aus der Form und der Häufigkeit dieser Rückstände Aufschlüsse über Herkunft und Zusammensetzung des Aerosols zu gewinnen. Dabei war es von vornherein klar, daß auf diesem rein qualitativ beobachtendem Wege nur sehr rohe Ergebnisse erwartet werden konnten; insbesondere war es nicht möglich, nähere Angaben über die stoffliche Zusammensetzung der Kerne zu gewinnen. Um letztere Lücke zu schließen, wurde daher begonnen, Elektronenbeugungsdiagramme der Kerne aufzunehmen. Darüber soll jedoch zu einem späteren Zeitpunkt berichtet werden.

Abb. 3 *a* bis *d* geben einige typische Bilder aus der Serie von insgesamt zirka 60 wieder. Aus der Mannigfaltigkeit der Formen ließen sich ohne allzu großen Zwang folgende Gruppen immer wieder herausfinden:

1. *Blasse durchscheinende Flecken*, vielfach ohne jeden Kern, oft jedoch mit einem festen Kern, der manchmal auch nur den Eindruck machte, als ob dort die eingetrocknete Substanz sich besonders zusammengezogen hätte. Bei starken Vergrößerungen zeigten diese Flecken vielfach eine feinkörnige Struktur. Andere mit fest umrandetem Kern waren offenbar durch Koagulation dieser scheinbar von Haus aus recht homogenen, kernlosen Tröpfchen mit Ruß- oder Rauchteilchen entstanden. Diese Flecken stellen eingetrocknete Tröpfchen von sehr leicht löslichen Substanzen dar, und zeigten nur in ganz seltenen Fällen eine Kristallbildung. Als Vergleich möge das Bild eines Sprühaerosols von $^1/_{1000}$-Normallösung des sehr hygroskopischen $MgCl_2$ dienen, das grundsätzlich auch durchscheinende Flecken mit sehr feinkörniger Struktur zeigt (Abb. 6 *a*).

Abb. 3. Elektronenmikroskopische Aufnahmen von natürlichem Aerosol in 4500facher Vergrößerung. *a* Aufnahme vom 26. Nov., 12 h: Große Zahl blasser Flecke (Teilchenart 1), zum Teil mit säulenförmigen Kristallen. Vereinzelt auch Andeutung dunkler kubischer Kristalle, die möglicherweise Kochsalz darstellen. *b* Aufnahme vom 21. Nov., 16.30 h: Neben blassen Flecken sind mehrere kugelförmige Teilchen, gröbere Rußflocken, sowie einige stabförmige Kristalle erkennbar. Die letzteren wurden nur ein einziges Mal beobachtet. *c* Aufnahme vom 25. Nov., 11 h: Viele kugelförmige Teilchen, zusammen mit flockenförmigen Teilchen, teilweise zusammen koaguliert. *d* Aufnahme vom 4. Dez., 19 h: Neben blassen Flecken und einigen kugelförmigen Teilchen sind feine Rußflocken zu erkennen.

2. *Kugelige, kontrastreiche, scharfrandige Teilchen*, oft zu mehreren oder mit Rußflocken koaguliert und zum großen Teil mit einer Wasserhülle umgeben. Schräg bedampfte Aufnahmen ergaben, daß sie ihre Kugelgestalt auch in der dritten Dimension während der Aufnahme behielten, also offenbar aus nicht verdampfbaren, unlöslichen Substanzen bestanden. Wenn sie Wasserhöfe zeigten, so waren diese oft schwer zu erkennen. Dies deutet darauf hin, daß die Lösungen in dieser Wasserhülle sehr verdünnt waren und wahrscheinlich erst eine Folge der beginnenden Kondensation darstellten (Abb. 3 *b* und *c*).

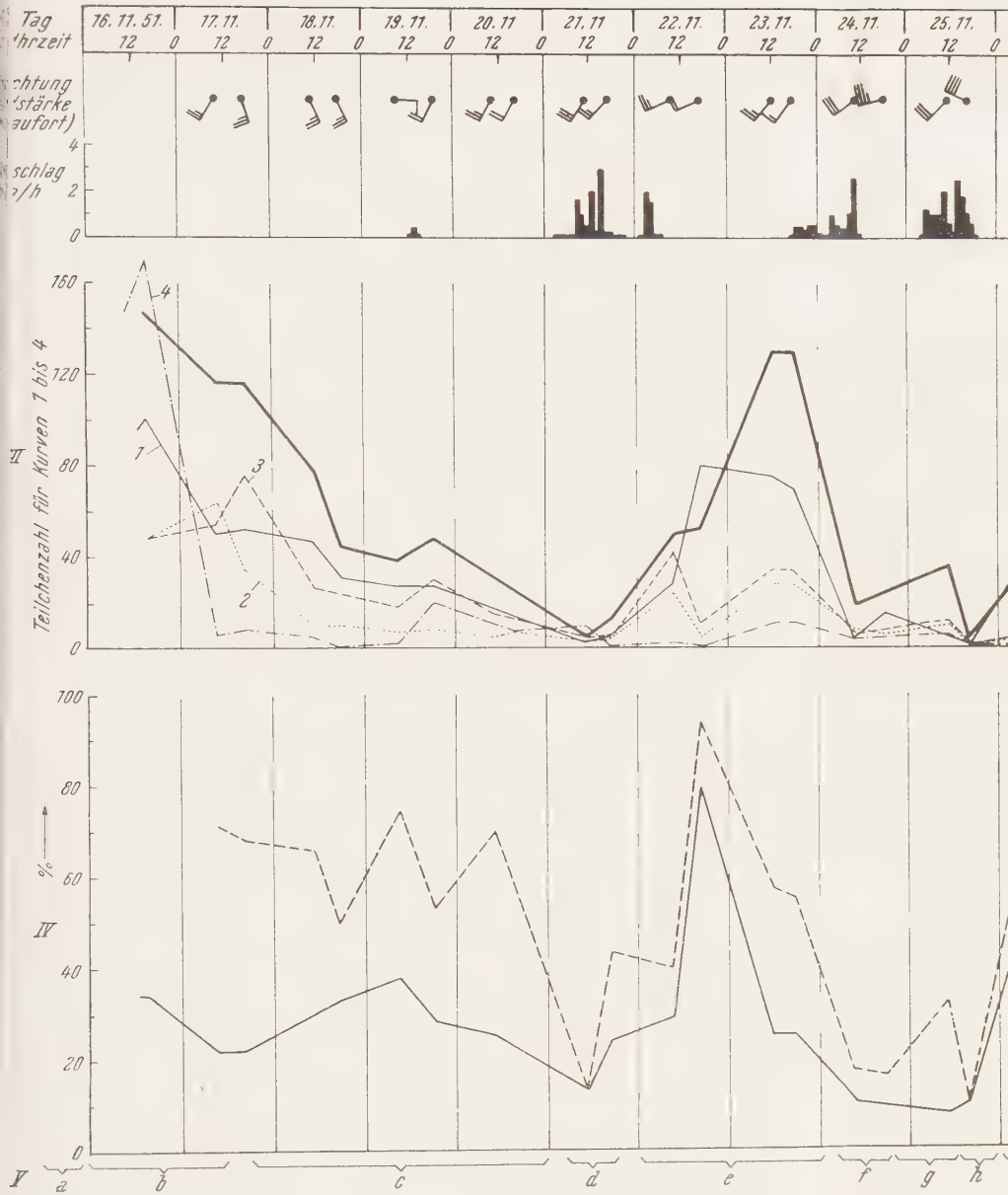
3. *Unregelmäßige, flockige Aggregate wechselnder Gestalt*, überwiegend auch mit mehr oder minder dicken Wasserhüllen umgeben. Sie sind sicherlich recht verschiedener Herkunft (Abb. 3 *b* und *c*). In den allermeisten Fällen wird es sich wohl um gröbere Ruß- und Ascheteilchen handeln, die von kontinentalen Verbrennungsvorgängen stammen.

4. *Feine, gegliederte Ketten*, wie sie typisch für recht frische Teilchen sind. Sie stammen vermutlich aus näherer Umgebung und zeigen im Gegensatz zu den schon stärker gealterten Formen unter 3 noch die aus Laborversuchen mit künstlichen Rauchen her bekannten Formen (Abb. 3 *d*).

Ob diese Einteilung nach rein äußerlichen Merkmalen auch genetisch sinnvoll ist, läßt sich noch nicht entscheiden. Auch war die Abgrenzung der einzelnen Teilchenarten keineswegs immer ganz scharf zu ziehen. Trotzdem zeigten die Auszählungen verschiedener Bearbeiter eine recht leidliche Übereinstimmung, sodaß in großen Zügen die Darstellung der Ergebnisse in Abb. 4 das Wesentliche trifft. Darin sind die meteorologischen Elemente Wind und Niederschlag (Reihe I und II), Art und Herkunft der Luftmassen (Reihe V), die Absolutzahlen der Teilchenarten 1 bis 4 und die elektronenmikroskopisch festgestellte Gesamtteilchenzahl (Reihe III) angegeben. In Reihe IV sind noch die Prozentanteile der Teilchenzahl 1 an der Gesamtzahl und der entsprechende Anteil aller derjenigen Teilchen, die eine erkennbare Wasserhülle zeigten, aufgeführt.

1. Die Meßergebnisse zeigen, daß die Absolutzahlen der großen Kerne sehr stark auf gefallene Niederschläge ansprechen. An Tagen, an denen während oder vor den Messungen stärkere Niederschläge fielen, sank die Zahl der großen Kerne auf folgende Minimalwerte ab:

Datum	Uhrzeit	Große Kerne pro cm³	Aitkenkerne pro cm³
21. 11.	10.30	0,45	4200
	16.30	0,42	4500
24. 11.	10.30	1,7	3800
25. 11.	11.00	4,2	3800
	16.00	0,65	970
29. 11.	9.00	11,5	6200
	15.00	8,1	4000
2. 12.	9.00	11,5	2500
4. 12.	10.00	7,8	5300
	18.30	2,6	2200

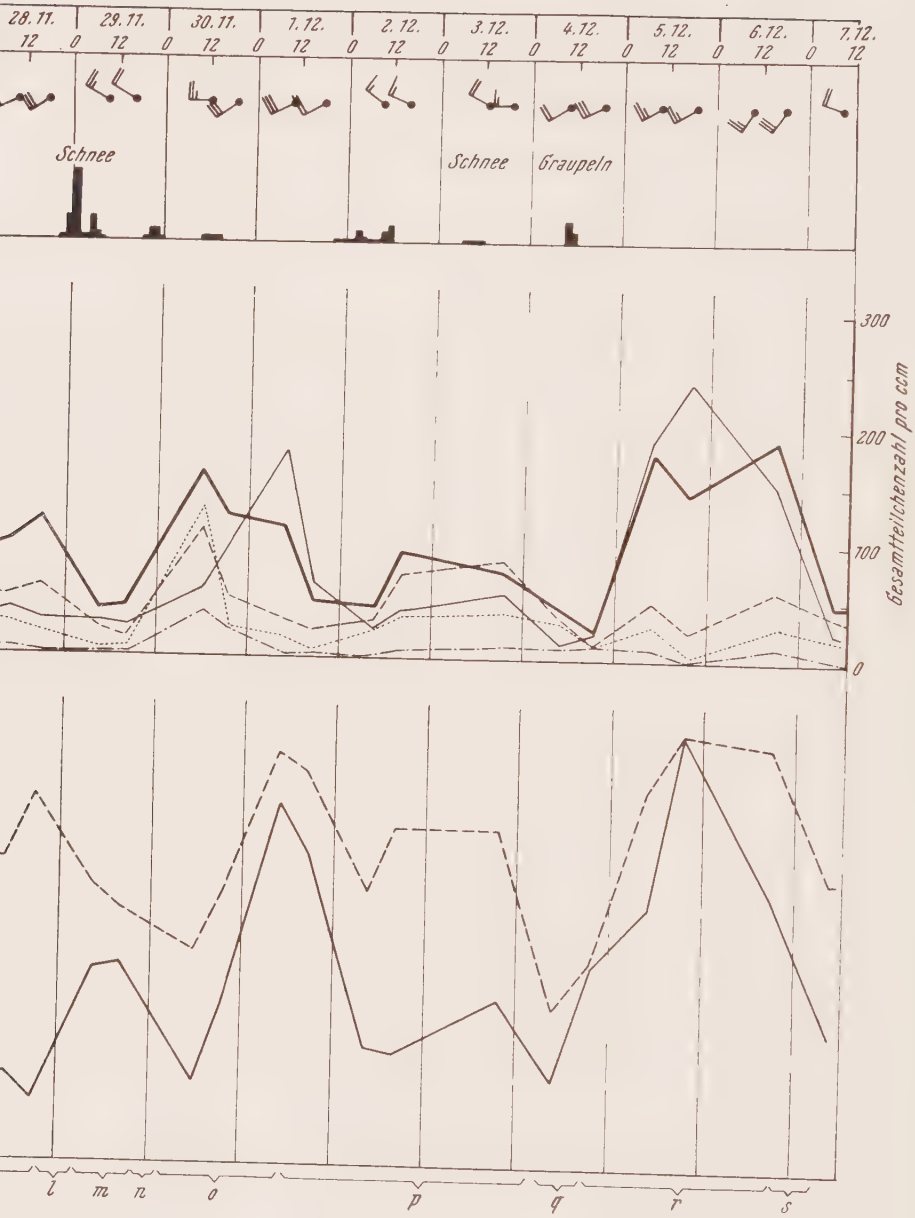


Reihe I → Windrichtung und Windstärke
Reihe II → Niederschlag
} Werte zur Zeit der Meßtermine auf dem TO.

Reihe III → Absolutzahlen der Teilchenarten 1 bis 4 und aller Teilchen (dick ausgezogene Kurve), bezogen auf eine Abscheidedauer von 1 min. und eine Abscheidefläche von 520 μ^2 (ermittelt aus den Elektronenmikroskopaufnahmen)

Reihe IV → Prozentsatz der Teilchenart 1 von der Gesamtzahl der Teilchen (ausgezogene Kurve)
und
Prozentsatz der tröpfchenartigen Teilchen von der Gesamtzahl der Teilchen (gestrichelte Kurve)

Abb. 4. Übersich



tfront vom Ostatlantik
t vom Atlantik aus SW
ubtropischer Mittelmeerluft
t sich mit Atlantikluft)
vom Atlantik
r Einbruch maritimer Polarluft,
über dem mittleren Atlantik
t vom Atlantik
hend milde Meeresluft im Warmsektor
vom Westen her
Einbruch grönländischer Polarluft

k) Mischluft: Übergang zu milder Meeresluft bei antizyklonaler Lage
l) Kaltfront von NW
m) Intensiver Einbruch polarmaritimer Luft
n) Schwächere Warmfront
o) Starker Einbruch milder Meeresluftmassen vom Atlantik
p) Am 1.12. Übergang zu Mischluft durch Annäherung maritimer Polarluft von NW her
q) Kräftige Warmfront
r) Kräftiger Warmlufteinbruch vom Atlantik aus WSW
s) Kräftiger Kaltlufteinbruch

Die Zahlen der Aitkenkerne dagegen fallen gegenüber den Mittelwerten weniger oder zum Teil gar nicht ab. Die elektonenmikroskopisch gewonnenen Absolutzahlen der großen Kerne sinken zwar auch deutlich ab, doch bleiben die Minimalzahlen zum Teil beträchtlich höher als die oben angeführten. Dies alles besagt, daß die großen Kerne oberhalb einer gewissen Größe, die ungefähr an der Auflösungsgrenze der Lichtmikroskope liegt, bei Niederschlägen verschwinden. Denn bei den Elektronenmikroskopaufnahmen werden bei der Auszählung noch kleinere Teilchen miterfaßt als im Lichtmikroskop; dies zeigt sich auch daran, daß die elektronenmikroskopisch bestimmten Werte allgemein höher liegen als die mit dem Konimeter gemessenen.

Zum besseren Verständnis sei kurz auf die Vorgänge bei der Kondensation näher eingegangen: Nach einer — allerdings im Sommer — gewonnenen mittleren Größenverteilungskurve der Kondensationskerne auf dem Taunus-Observatorium erhält man für die oberhalb einer gewissen Grenzgröße r' vorhandene Gesamtkernzahl folgende Werte:

r' (in μ)	Zahl/cm³
1,0	0,8
0,8	2,2
0,6	5,5
0,4	15
0,2	82
0,1	360

Unter mittleren Verhältnissen werden nun etwa 500 Wolkenelemente beobachtet und man sollte deshalb annehmen, daß nach der obigen Tabelle alle Teilchen oberhalb zirka 0,1 μ zur Kondensation verbraucht werden. Berücksichtigt man jedoch das Anwachsen der Kerne mit der Feuchte, so ändern sich die Zahlenwerte erheblich. Durch das — an sich nicht sehr starke — Anwachsen der Kerne schiebt sich das Maximum der Kernverteilung, das bei zirka $5 \cdot 10^{-6}$ cm Radius liegt, auf den Meßbereich mit seiner sehr steilen Flanke (3. Potenz!) zu, so daß ein ziemlich starker Anstieg der Teilchenzahl resultiert. Dies Anwachsen läßt sich für mittlere Verhältnisse angeben und ist in Abb. 5 dargestellt. Als Ausgangswert wurden 30 große Kerne bei 70% Feuchte gewählt, wie sie als Mittelwert auf dem Taunus-Observatorium beobachtet wurden (unkorrigierter Konimeterwert). Unterhalb 95% wurde der Kurvenverlauf durch Messungen bestätigt, darüber sind die Werte nach den Wachstumsformeln für Mischkerne extrapoliert. Es wurden Mischkerne der Rechnung zugrunde gelegt, für die das Verhältnis

$$\frac{\text{Radius bei 95\% Feuchte}}{\text{Radius bei 40\% Feuchte}} = 1{,}30$$

gilt, wie es beim natürlichen Aerosol im Mittel beobachtet wird. Bei 100% relativer Feuchte sollte man also die hohe Zahl von zirka 600 großen

Kernen in unserem Fall erwarten. Bei dieser Feuchte sind aber zirka 500 Teilchen für die Nebelbildung verbraucht, so daß nur die Differenz von etwa 100 zur Messung gelangen könnte. Dabei ist folgendes zu bedenken: Gleichzeitige Feuchtemessungen mit dem Assmann ergaben im Nebel in 1,5 m über dem Boden Feuchten von meist 98 oder 99%. Außerdem wird das Konimeter meist etwas wärmer als die umgebende Luft sein, schon durch die Bedienung durch den Beobachter. Die Feuchte, bei der abgeschieden wurde, ist also geringer als 100%. Damit sinkt auch —

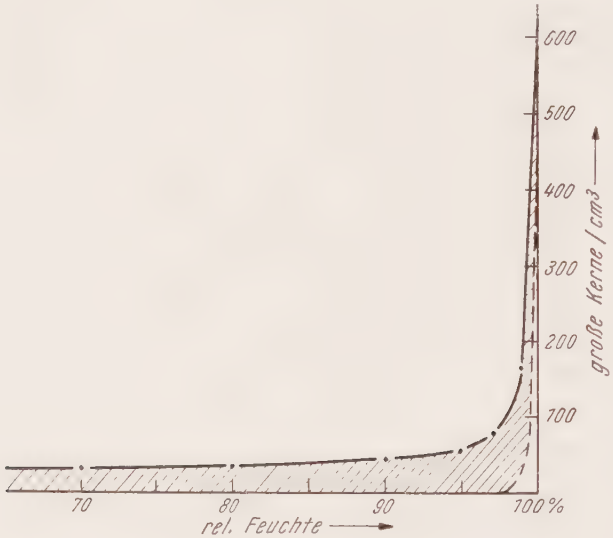


Abb. 5.

Ausgezogene Kurve: Zahl der großen Kerne in Abhängigkeit von der Feuchte, berechnet auf Grund der Formel für das Wachstum der Mischkerne.
Gestrichelte Kurve: Zahl der großen Kerne, die durch die Bildung der Wolkenelemente verbraucht werden (schematisch).
Schraffierte Fläche: Zahl der großen Kerne, die im Konimeter zur Messung gelangen können.

allerdings in nicht angebbarer Weise — die Zahl der Wolkenelemente, etwa in der in der Abb. 5 schematisch angegebenen Kurve, so daß die schraffierte Fläche die vom Konimeter erfaßbaren Teilchen angibt. Es ist verständlich, daß damit die Angabe von mit dem Konimeter gemessenen Absolutzahlen von großen Kernen im Nebel nicht viel besagt und sehr von den zufälligen Bedingungen abhängig ist.

Überträgt man diese Vorstellung auf die Termine mit oder nach Niederschlag, die bei uns stets gleichzeitig mit Nebel auftraten, so muß angenommen werden, daß die Ausgangsverteilungskurve der großen Kerne schon bei wesentlich tieferen Werten lag und nach Bildung der Wolkenelemente praktisch keine großen Kerne mehr übrig waren. Dieses „Auswaschen" der großen Kerne durch den Niederschlag kann nun nicht durch Anlagerung dieser an die Niederschlagselemente infolge Diffusion

bzw. Brownscher Bewegung erfolgt sein, da sonst der Effekt bei den Aitkenkernen verstärkt beobachtet werden müßte, sondern nur durch Abfangen während des Falls. Der Bruchteil der so abgefangenen Teilchen muß mit deren Größe steigen, da die Kerne den fallenden Tropfen um so weniger ausweichen können, je größer ihre Massenträgheit ist. Bei frontalen Niederschlagsprozessen werden es daher vor allem die zu Niederschlagselementen kondensierten großen Kerne sein, die bevorzugt ausgewaschen werden, vielleicht überhaupt nur diese, was jedoch nur durch genaue Rechnungen geklärt werden kann.

2. Der Gang der Teilchenart 1 zeigt in den Absolutzahlen (Kurve 1 von Abb. 4, Reihe III) vier ausgeprägte Maxima und zwar am 22. bis 23. November, 26. bis 27. November, 1. Dezember und 5. bis 6. Dezember. In dem Verlauf der Prozentzahlen (Abb. 4, Reihe IV., ausgezogene Kurve) ist noch ein fünftes Maximum am 29. November angedeutet. Beim Suchen nach Zusammenhängen mit der Wetterlage ist größte Vorsicht geboten. Einmal sind sicher infolge der anhaltenden Nebellage durch den erwähnten Auswascheffekt bei der Kondensation im Bereich der großen Kerne Fälschungen der Zusammensetzungen zu erwarten (und zwar dürften die sehr hygroskopischen Teilchen der Art 1 bei Nebel besonders stark vermindert sein) und überdies ist bei allen Deutungen zu bedenken, daß das natürliche Aerosol ein sehr kompliziertes Integral über eine mehrtägige Lebensgeschichte einer Luftmasse darstellt. Es scheint jedoch im vorliegenden Falle in dem Sinne ein Zusammenhang angedeutet, daß in den meisten Fällen der Anstieg der Teilchenzahl 1 mit einem besonders intensiven Einbruch gemäßigter oder polar-maritimer Luftmassen verbunden ist. Von den sechs Einbrüchen dieser Art am 22. bis 23. November, 25. November, 26. bis 27. November, 29. November, 30. November bis 1. Dezember und 5. Dezember sind der erste, dritte, fünfte und sechste mit einem deutlichen Anstieg der Teilchenart 1 gekoppelt. Dies sind offenbar die länger anhaltenden Einbrüche (zweitägig), während von den eintägigen der am 29. November sich noch in den Prozentzahlen abhebt, während der vom 25. November keinen Einfluß auf die Teilchenzahl zeigt. Letztere beiden Einbrüche, besonders aber der vom 25. November, waren von stärkeren Niederschlägen begleitet.

Bei Übergang zur Mischluft, d. h. bei Ansteigen des kontinentalen Einflusses sinkt dann die Teilchenart 1 sehr schnell ab, wesentlich langsamer aber die gestrichelte Kurve der Reihe IV von Abb. 4, die *alle* Kerne mit nennenswerter Lösungshülle umfaßt. Es hat fast den Anschein, als ob hier ein Koagulationsvorgang großen Stils zwischen der Teilchenart und den stark mit Ruß und Ascheteilchen durchsetzten kontinentalen Aerosolen angedeutet ist.

Um die chemische Zusammensetzung der Teilchenart 1 zu erschließen, wurden — wie schon erwähnt — erstmals Elektronenbeugungsdiagramme von atmosphärischen Aerosolpräparaten aufgenommen. Bevorzugt wurden die Wetterlagen mit frischer Meeresluftzufuhr. Die naheliegende Vermutung, daß es sich um ein Aerosol maritimen Ursprungs handelt, erwies

Abb. 6. Sprühaerosole in 4500facher Vergrößerung: *a* einer $^1/_{1000}$ n-$MgCl_2$-Lösung; *b* einer $^1/_{1000}$ n-NaCl-Lösung; *c* von Meerwasser ($^1/_{60}$ verdünnt).

sich als irrig. Schon Abb. 6 *b* und *c* zeigen, daß auch äußerlich keine Ähnlichkeit mit Aerosolen von versprühtem Meerwasser oder NaCl-Lösungen besteht. Hier bilden sich innerhalb der Wasserflecke kubische Kristalle, die allerdings im Falle des Meerwassers sehr abgerundete Formen annehmen. Aber deutlich und sehr kontrastreich heben sich die Kristalle ab. Solche Kristalle sind in unserer ganzen Bildserie nur in wenigen Fällen nachzuweisen. Sieht man die Arbeiten anderer Autoren durch, insbesondere aus der Schule von Dessens [2], so stellt sich immer wieder heraus, daß der Nachweis einwandfreier Kochsalzkerne nur auf die Kerne mit Radien größer als etwa 0,7 μ beschränkt ist. Diese Tatsache stimmt gut zu der auf Grund des Größenwachstums der Kerne in Verbindung mit optischen Erscheinungen zwingend gezogenen Folgerung, daß Teilchen mit einem Radius unterhalb etwa 0,7 μ auch in den maritimen Aerosolen praktisch kein Kochsalz mehr enthalten können [3]. Dies scheint durch unsere Untersuchungen erneut bestätigt zu werden. Die großen Kochsalzkerne dürften bei der Bildung der Nebeltröpfchen bevorzugt verbraucht werden.

Neuerdings hat Facy [4] darauf hingewiesen, daß es sich bei dem weitaus größten Teil der kleineren maritimen Kerne ($10^{-5} \leqslant r \leqslant 10^{-4}$ cm) um $MgCl_2$-Kerne handeln könnte. Diese sollen durch das Zerplatzen von Schaumblasen entstehen, in deren Flüssigkeitshäuten das $MgCl_2$ stark angereichert sein soll. Wir haben daher eingehend das Verhalten des $MgCl_2$ im Elektronenmikroskop untersucht. Dabei zeigte sich, daß je nach der Intensität der Bestrahlung der Kristallwassergehalt des $MgCl_2$ sich ändert. Das Endprodukt war stets MgO, das ebenso wie das NaCl durch sein charakteristisches Beugungsspektrum leicht erkennbar ist. Die Elektronenbeugungsdiagramme der Teilchenart 1, die zu ganz verschiedenen Zeiten bei maritimer Luftzufuhr gewonnen wurden, zeigten jedoch keine Ähnlichkeit mit denen des $MgCl_2$ in seinen verschiedenen Hydratmodifikationen oder mit MgO.

Neuere Untersuchungen scheinen darauf hinzudeuten, daß die großen Kerne im Aerosol im wesentlichen aus Ammoniumsulfat bestehen. Es sollen jedoch erst weitere Ergebnisse abgewartet werden, ehe Endgültiges über die chemische Zusammensetzung dieser Kerne gesagt werden kann.

3. Aus den Kurven 2 und 3 der Reihe III von Abb. 4 ersieht man, daß die kugeligen Teilchen und die gröberen Ruß- und Ascheflocken einen ziemlich parallelen Gang aufweisen. Sie stammen wohl beide aus europäischen Industrie- und Siedlungsgebieten. Dies drückt sich auch in der Tatsache aus, daß beide Teilchenarten oft koaguliert auftreten. Diese Teilchen zeigen Maxima am 17. November, 22. November, 23. November und 30. November, was jedoch kaum in Zusammenhang mit der Wetterlage zu bringen ist. Die Schwankungen der Absolutzahlen sind jedoch allgemein etwas kleiner als bei der Teilchenart 1. Mit Ausnahme der Tage mit frischer Meeresluftzufuhr sind die Anteile der Art 1 und 2 etwa gleich groß, während der Anteil der kugelförmigen Teilchen im Mittel etwa zwei Drittel des Flockenanteils beträgt.

4. Die feinen Rußflocken treten im allgemeinen zahlenmäßig wenig hervor und lassen in ihrem Gange keinen Zusammenhang mit anderen Elementen erkennen. Sie stammen vermutlich aus nähergelegenen Quellen.

Literaturverzeichnis.

1. Junge, C.: Die Konstitution des atmosphärischen Aerosols; erscheint in Ann. d. Meteorologie.
2. Dessens, H.: Les noyaux de condensation de l'atmosphère; La Météorologie, **1947,** 321—327.
3. Junge, C.: Gesetzmäßigkeiten in der Größenverteilung atmosphärischer Aerosole über dem Kontinent. Ber. D. Wetterd. US-Zone, Nr. 35, 261 (1952).
4. Facy, L.: Eclatement des lames minces et noyaux de condensation; Journal scient. de la Meteorol. **3,** 86—98 (1951).

551.508.94 : 551.594.12

(Physikalisches Institut der Universität Freiburg, Schweiz.)

Messung von kurzperiodigen Schwankungen der Luftionisation.

Von

J. Schaffhauser.

Mit 5 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Es wird eine aus Aspirationskondensator, Röhrenelektrometer und Verstärker bestehende Apparatur beschrieben, welche gestattet, kurzzeitige Änderungen der Luftionisation zu messen. Die Registrierung erfolgt mit einem Galvanometer kleiner Einstellzeit (Eigenfrequenz 5 Hz). Die Zeitkonstante des Elektrometers beträgt 2,5 bzw. 25 sec. Durch eine frequenzabhängige Gegenkopplung im Verstärker wird die Nullpunktswanderung klein gehalten. Ferner wird dadurch erreicht, daß die Empfindlichkeit der Anordnung für kurzzeitige Änderungen bedeutend größer ist als für stationäre Zustände (Gesamtionisation). Die Empfindlichkeit ist so groß, daß der Zerfall einzelner Emanationsatome nachgewiesen werden kann. Es werden Beispiele von Registrierungen wiedergegeben, welche durch LENARD-Effekt erzeugte Schwankungen bei Regen, ferner vermutlich durch Stoßionisation erzeugte Schwankungen bei Gewittertendenz zeigen.

Summary. The described apparatus for the measurement of short variations of ionisation is composed of an aspiration condensator and a tube electrometer coupled with an amplifier. The records are made with a galvanometer of a relatively quick response (proper vibration frequency 5 cps). The time constant of the tube electrometer is 2,5 and 25 sec resp. By means of a frequency dependent feed-back the shift of the zero can be reduced. In addition to this advantage the sensitivity for rapid variations is increased as compared with the sensitivity for stationary states (total ionisation). The sensitivity is so high, that the decay of single emanation atoms can be recorded. Some examples of record curves are reproduced showing variations due to the LENARD effect during rainfall; further curves show variations which are probably due to ionisation by collision during thunderstorm tendency.

Résumé. On décrit un appareil pour la mesure des variations rapides de l'ionisation atmosphérique. Il se compose d'un condensateur à aspiration

et d'un électromètre à lampe suivi d'un amplificateur. L'enregistrement se fait au moyen d'un galvanomètre d'une période d'établissement très courte (fréquence propre 5 Hz). La constante de temps de l'éléctromètre est 2,5 resp. 25 sec. Par une contre-réaction appropriée de l'amplificateur il est possible d'éviter les inconvénients dûs à l'instabilité du zéro. Par cette méthode on atteint une sensibilité plus grande pour des variations rapides que pour des états stationnaires (ionisation totale). La sensibilité de l'appareil est telle qu'on est en mesure de saisir la désintégration d'un atome d'émanation. On décrit d'une part des exemples d'enregistrement des variations de l'ionisation atmosphérique par pluie dues à l'effet LENARD, d'autre part des variations dont la cause probable est l'ionisation par choc lors d'une tendance à l'orage.

Einleitung.

Auf Anregung von Prof. F. DESSAUER sollte eine verbesserte Apparatur gebaut werden, welche gestattet, die Feinstruktur der Luftraumladung zu messen. Solche Messungen sind schon früher im Physikalischen Institut der Universität Freiburg mit einer hauptsächlich von Prof. GRAFFUNDER entwickelten Apparatur ausgeführt worden und es wurden dabei von Prof. LAUB kurzzeitige Schwankungen der Luftionisation festgestellt, über die bisher nichts publiziert worden ist. Diese Schwankungen traten hauptsächlich im Sommer mit großer Heftigkeit auf, ihre Dauer betrug wenige Sekunden. Es liegt die Vermutung nahe, daß es sich dabei um eine durch Stoßionisation verursachte Erscheinung handelt. Ähnliche Messungen wurden auch von H. NORINDER [1] ausgeführt, der eine Zunahme der Gesamtionisation vor Gewittern feststellte. Da die von Prof. LAUB verwendete Apparatur der Forderung nach einem störungsfreien und stabilen Betrieb nicht entsprach, ist es notwendig, die Realität der Erscheinung mit einer einwandfreien Apparatur nachzuprüfen, die nachfolgend beschrieben wird. Über die Meßergebnisse soll später berichtet werden.

Der Aspirationskondensator.

Die Außenluft wird mittels eines Ventilators durch einen zylindrischen Kondensator (Aspirationskondensator) gesaugt, an dem eine Spannung von 135 Volt (Sondenspannung) liegt (Abb. 1). Die mittlere Elektrode (Sonde) wird beim Lufteintritt (in der Abbildung links) durch drei kleine Polystyrene-Stützen und rechts durch eine einzige größere Stütze festgehalten, welch letztere zugleich die Zuführung zum Elektrometer enthält. Alle Stützen sind mit Schutzringen versehen, die untereinander durch ein abgeschirmtes Kabel verbunden sind. Die eintretenden Ionen werden im elektrischen Feld in Richtung der Sonde abgelenkt und entladen sich an der Sonde (Entlademethode). Die Ablenkung ist um so stärker, je größer die Beweglichkeit der betreffenden Ionen ist. Es existiert eine Grenzbeweglichkeit k

$$k = \frac{v_x}{l \cdot V} \ln \frac{r_a}{r_i} \cdot (r_a^2 - r_i^2).$$

Ionen kleinerer Beweglichkeit werden nicht mehr vollständig abgefangen. In der Formel bedeuten:

v_x: Strömungsgeschwindigkeit im Rohr = 50 cm/sec,
l: Länge der Sonde = 54 cm,
V: Sondenspannung = 135 Volt,
r_a bzw. r_i: Radius des Rohres bzw. der Sonde = 1,9 bzw. 0,25 cm.

Die Strömungsgeschwindigkeit ist begrenzt durch die Forderung nach möglichst laminarer Strömung im Rohr. Sie wird dauernd überwacht durch einen Strömungsmesser, bestehend aus einem Drosselventil mit angeschlossenem Mikromanometer.

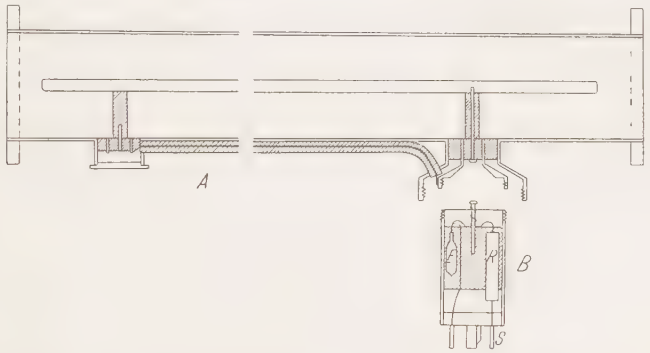


Abb. 1. Aspirationskondensator A und Röhrenelektrometer B. Das Elektrometer besteht aus dem Ableitwiderstand R, der Elektrometerröhre E und ist auf dem Oktalsockel S aufgebaut.

Um Ionenzahlen zu erhalten, wäre es notwendig, im Sättigungsstromgebiet zu messen. Praktisch ist diese Bedingung aber nie zu erfüllen, da es sehr schwierig ist, alle Ionen, auch die ganz schweren, abzufangen. Es wären dazu sehr lange Rohre oder große Feldstärken erforderlich. Meist ist es aber auch unerwünscht, die schweren Ionen mitzuzählen, da nach Janitzky [2] nur die Ionen mittlerer Beweglichkeit biologisch wirksam sind. Der Einfluß der schweren Ionen auf das Meßergebnis muß dann für genauere Bestimmungen berücksichtigt werden. Ebenfalls muß bei genauen Messungen der Einfluß der Feldverzerrung beim Kondensatoreingang in Rechnung gesetzt werden [3]. Bei der hier besprochenen Entlademethode wirkt sich dieser letztere Einfluß aus wie eine Verlängerung der Sonde, die berechnete Grenzbeweglichkeit ist infolgedessen etwas größer als die wirkliche.

Unter Zugrundelegung der oben angegebenen Werte erhalten wir als Grenzbeweglichkeit:

$$k \sim 0{,}05 \text{ cm}^2/\text{Volt sec}.$$

Das Elektrometer.

Als Elektrometerröhre fand die Subminiaturröhre CK 570 AX von Raytheon Verwendung. Diese ist zusammen mit dem Gitterableitwiderstand in einem Polystyreneklotz eingebettet, der von einem Messing-

zylinder umgeben und mit einem Oktal-Röhrensockel versehen ist (Abb. 1). Es sind zwei auswechselbare Elektrometer vorgesehen, deren Ableitwiderstände und damit die Zeitkonstanten sich um eine Zehnerpotenz unterscheiden ($\tau = 2{,}5$ bzw. 25 sec). Das Elektrometer wird am Schutzring angeschraubt. Der damit konzentrische äußere Ring (Abb. 1) dient zur Aufnahme eines Abschirmzylinders. Abb. 2 gibt das vollständige Schema des Verstärkers mit Elektrometer. Die Bezugleitung des Verstärkers liegt auf Sondenpotential.

Um den Einfluß der Eingangszeitkonstanten zu ersehen, ist es notwendig, den Spannungsverlauf am Gitter der Elektrometerröhre zu

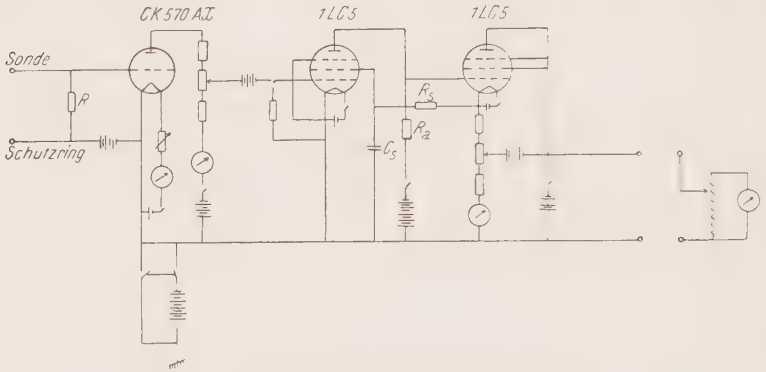


Abb. 2. Schema des Verstärkers mit Elektrometer.

untersuchen. Wir benutzen dazu das Ersatzschaltbild Abb. 3a. C sei die Summe aller Kapazitäten, d. h. von Aspirationskondensator, Röhreneingangskapazität und Schaltkapazitäten. R sei der resultierende Widerstand, im wesentlichen einfach der Gitterableitwiderstand. Auf das Gitter fließe die Ladung Q in Form eines rechteckigen Impulses von der Dauer T, es fließt somit ein konstanter Ladestrom Q/T. T ist dabei zugleich die Aufladezeit. Gleichzeitig fließt durch R ein Entladestrom vom Betrag u/R, wobei u die momentane Spannung an C bedeutet. Wir erhalten somit [4] für die Ladungsänderung an C:

$$\frac{dq}{dt} = \frac{Q}{T} - \frac{u}{R}.$$

Die weitere Ausrechnung führt auf eine Differentialgleichung, deren Lösung lautet:

$$u = a \frac{Q}{C} (1 - e^{-t/\tau}),$$

wobei $\tau = RC$ die Zeitkonstante des Elektrometers bedeutet und $a = \tau/T$. Die maximale Spannung wird am Ende der Aufladung erreicht ($t = T$)

$$u_{\max} = a \frac{Q}{C} (1 - e^{-1/a}).$$

Nach erfolgter Aufladung fällt die Spannung exponentiell wieder ab. Abb. 3b zeigt den so berechneten Spannungsverlauf für verschiedene Zeitkonstanten. Wir ersehen aus der obigen Formel, daß die Spannung und damit die Empfindlichkeit mit abnehmender Impulsdauer $T < \tau$ dem konstanten Wert Q/C zustrebt und mit zunehmender Impulsdauer fällt; für $T = \tau$ ist sie auf 62% ihres Wertes gesunken. Für sehr lange Impulse $T \gg \tau$ wird die Spannung dann nur noch durch den Spannungsabfall an R bestimmt. Abb. 3c zeigt die so erhaltene Empfindlichkeitskurve des Elektrometers.

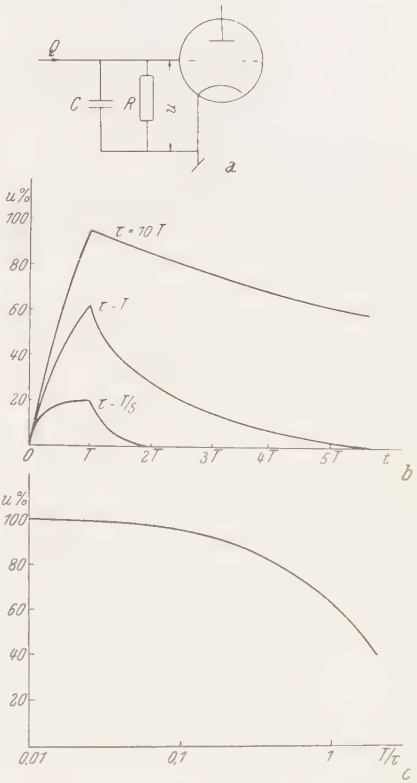


Abb. 3. a) Ersatzschaltbild des Elektrometer-Eingangskreises. b) Spannungsverlauf am Gitter der Elektrometerröhre. c) Empfindlichkeitskurve des Elektrometers.

Wie bereits erwähnt, stehen für die Messungen zwei Elektrometer zur Verfügung mit Ableitwiderständen R von 10^{11} bzw. $10^{12}\,\Omega$. Die Kapazitäten sind für beide gleich, nämlich 25 pF; infolgedessen sind die Zeitkonstanten 2,5 bzw. 25 sec. Das Spannungsmaximum für kurzzeitige Schwankungen hat somit für beide Elektrometer den gleichen Wert, mit dem Unterschied, daß der Empfindlichkeitsabfall beim zweiten Elektrometer erst bei zehnmal längeren Impulsen eintritt. Dagegen ist zu berücksichtigen, daß für sehr langsame Änderungen (Gesamtionisation) das zweite Elektrometer entsprechend dem größeren Ableitwiderstand zehnmal empfindlicher ist. Die Verwendung von zwei verschiedenen Elektrometern ist notwendig, um das Auflösungsvermögen den gegebenen Verhältnissen anzupassen.

Der Verstärker.

Für die Registrierung wurde der Lichtpunktlinienschreiber von Hartmann und Braun mit zwei Galvanometern von 5 Hz Eigenfrequenz vorgesehen. Der vom Elektrometer gelieferte Strom reicht jedoch zum Betrieb dieses Instrumentes nicht aus, weshalb eine nochmalige Verstärkung notwendig ist.

Der Aufbau des Verstärkers ist aus Abb. 2 zu entnehmen. Es handelt sich dabei um einen direkt gekoppelten Verstärker, dem durch eine

frequenzabhängige Gegenkopplung annähernd die Charakteristik eines *RC*-Verstärkers gegeben wird, mit dem Unterschied, daß die Verstärkung mit abnehmender Frequenz nicht dem Wert 0, sondern einem konstanten wählbaren Wert zustrebt. Der Verstärker verhält sich also für sehr langsame Frequenzen wie ein Gleichstromverstärker geringer Empfindlichkeit und im übrigen Bereich wie ein *RC*-Verstärker hoher Empfindlichkeit. Infolge der direkten Kopplung sind aber die Einschwingverzerrungen wesentlich kleiner als beim *RC*-Verstärker, was für unsere Messung ebenfalls sehr wichtig ist. Durch die Gegenkopplung wird zugleich die Stabilität erhöht. Da ferner die Gleichstromempfindlichkeit klein ist, erübrigt sich die Anwendung von Kompensationsmaßnahmen gegen Nullpunktswanderungen im Elektrometer.

Die erste Röhre 1 LC 5 arbeitet als Spannungsverstärker im Anlaufstromgebiet mit sehr großem Außenwiderstand ($R_a = 5\,M\Omega$) und sehr kleiner Schirmgitterspannung (zirka 10 Volt). Auf diese Weise ist es möglich, bei geringer Anodenspannung eine sehr hohe Verstärkung zu erreichen. Die zweite Röhre 1 LC 5 ist als Kathodenverstärker geschaltet, um den Verstärkerausgang der niedrigen Galvanometerimpedanz anzugleichen und die nötige Stromverstärkung zu erhalten. Mittels eines Potentiometers P kann die Empfindlichkeit des Galvanometers eingestellt werden. Von der Kathode der zweiten Röhre führt nun eine Gegenkopplungsleitung über ein *RC*-Glied (R_s, C_s) zum Schirmgitter der ersten Röhre. Dieses *RC*-Glied wird so bemessen, daß die Gegenkopplung erst für Frequenzen wirksam wird, die unterhalb des für die Messung interessanten Bereiches liegen. Die Verstärkung sinkt dann rasch ab und strebt einem Grenzwert zu.

Rechnerisch erhält man für die Verstärkung v den folgenden Ausdruck:

$$v = \mu \frac{1 + i\omega\tau}{\alpha\lambda - \mu D + i\alpha\omega\tau}.$$

Hierin bedeuten:

μ = Verstärkungsfaktor,
D = Durchgriff für das System Kathode—Gitter—Schirmgitter,
$\tau = R_s C_s$,
$\alpha = 1 + R_s/R_{is}$,
$a = 1 + R_i/R_a$,
R_i = innerer Widerstand der Röhre,
R_{is} = innerer Widerstand des Systems Kathode—Gitter—Schirmgitter.

Alle Röhrenkennwerte müssen durch Messung bestimmt werden, da die Röhre in einem sehr speziellen Bereich arbeitet.

Aus der angegebenen Formel kann Amplituden- und Phasengang des Verstärkers ohne weiteres ermittelt werden; ich beschränke mich auf die Wiedergabe der Frequenzkurve.

Für tiefe Frequenzen erhalten wir aus der obigen Formel:

$$v_u = \mu \frac{1}{a + \mu D}$$

und für hohe Frequenzen:

$$|v_o| = \frac{\mu}{a}.$$

Wichtig ist noch die Zeitkonstante der Gegenkopplung als Funktion der Grenzfrequenz ω_u, d. h. derjenigen Frequenz, bei der die Verstärkung auf den $\sqrt{2}$-ten Teil gesunken ist. Man erhält mit einer kleinen Vernachlässigung:

$$\tau = \frac{1}{\omega_u}\left(\frac{\mu D}{a} - 1\right) = \frac{1}{\omega_u}\frac{c_a}{c_u}.$$

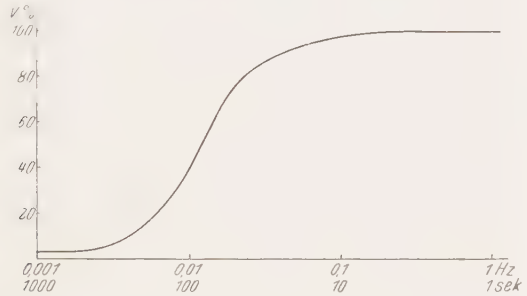


Abb. 4. Frequenzkurve des Verstärkers.

Abb. 4 gibt die berechnete Frequenzkurve wieder. Diese wurde ebenfalls mit einem eigens zu diesem Zwecke gebauten *RC*-Generator für sehr tiefe Frequenzen nachgemessen.

Einige Registrierbeispiele.

Durch Verdoppelung der Apparatur können auf demselben Registrierstreifen positive und negative Ionen gleichzeitig gemessen werden. Auf einen Vorschlag von Prof. Dessauer wird die Eichung auf gleiche Empfindlichkeit beider Apparaturen mit einem α-Strahler (0,1 mg Ra) ausgeführt. Von dem Präparat wird ein enger Winkelbereich ausgeblendet und dasselbe an genau definierter Stelle am Rohreingang periodisch aufgesetzt. Das Bild einer solchen Eichung zeigt Abb. 5a. Eine absolute Eichung wurde vorläufig nicht durchgeführt, da es zunächst nur darauf ankommt, die von Prof. Laub gefundenen kurzzeitigen Schwankungen auf ihre Realität zu prüfen.

Durch die Restradioaktivität des Aspirationskondensators wird ein Störuntergrund erzeugt. In Abb. 5b geben beide Kurven den Verlauf der negativen Ionen unter solchen Umständen im abgeschlossenen Rohr wieder. Wird das Rohr geöffnet und Luft durchgesaugt, so wird bei kleiner Gesamtionisation einfach die Anzahl der Zacken vermehrt durch

das Einsaugen von Bodenemanation, welche dann im Rohr zerfällt. Bei größerer Gesamtionisation treten ausgeprägte Schwankungserscheinungen auf. In Abb. 5c zeigt die untere Kurve eine Registrierung bei Regen; dabei ändert sich die Anzahl der durch Lenard-Effekt erzeugten Ionen dauernd. Abb. 5d gibt eine Registrierung vom 19. Juni 1951 bei ausgesprochener Gewittertendenz wieder; die kurzzeitigen Schwankungen der positiven Raumladung (obere Kurve) sind möglicherweise durch Stoßionisation hervorgerufen.

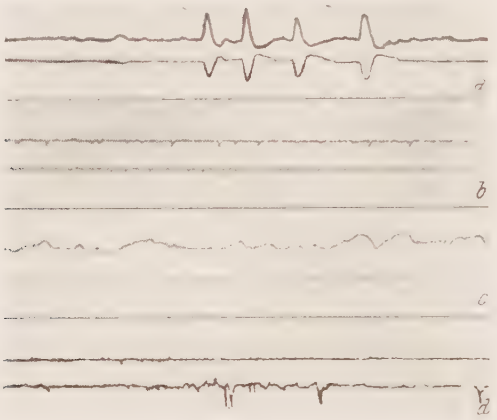


Abb. 5. Registrierbeispiele, v = Vorschubgeschwindigkeit des Registrierpapiers. a) Eichung der beiden Apparaturen: $v = 0{,}5$ mm/sec. b) Störuntergrund bei abgeschlossenen Rohren: $v = 0{,}5$ mm/sec. c) Durch Lenard-Effekt erzeugte zeitliche Änderung der negativen Ionenzahl (obere Kurve): $v = 0{,}5$ mm/sec. d) Änderung der positiven Ionenzahl (untere Kurve): $v = 0{,}1$ mm/sec. Nähere Erklärung im Text.

Seit Oktober 1951 werden mit der beschriebenen Apparatur im Lichtklimatischen Observatorium von Prof. Götz in Arosa durch Fräulein Dr. G. Perl Messungen ausgeführt; über die Ergebnisse soll später berichtet werden. Herrn Prof. Dr. F. Dessauer bin ich für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit sowie für zahlreiche wertvolle Diskussionen sehr zu Dank verpflichtet. Ferner danke ich der Stiftung Fritz Hoffmann-La Roche für finanzielle Unterstützung.

Literaturverzeichnis.

1. Norinder, H. und R. Siksna: Arch. Met. Geoph. Biokl., Ser. A **3**, 29 (1950).
2. Dessauer, F.: Zehn Jahre Forschung auf dem physikalisch-medizinischen Grenzgebiet, S. 94. Leipzig, 1931. — Janitzky, Al.: Ladungsbilanz bei der Atmung unipolar beladener Luft.
3. Israël, H.: Gerlands Beitr. Geophys. **31**, 173 (1931).
4. Schintlmeister, J.: Die Elektronenröhre als physikalisches Meßgerät. Wien, 1942.

551.515.4 : 551.594.21

Zur Theorie des Gewitters.

Von

H. Wichmann, Hamburg.

Mit 17 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Auf Grund der neuesten meteorologischen und luftelektrischen Meßergebnisse der Gewitterforschung werden die augenblicklich zur Diskussion stehenden Gewitteranschauungen erörtert[1].

Summary. On the basis of the newest meteorological results and the measurements of atmospheric electricity in thunderstorm research views on thunderstorms actually in discussion are dealt with.

Résumé. Se basant sur les plus récentes mesures météorologiques et d'électricité atmosphérique des recherches d'orages l'article traite des théories relatives aux orages actuellement en dicussion.

A. Einleitung.

Wie die Erfahrung gezeigt hat, ist jede Wolke, aus der Niederschlag fällt, merklich elektrisch geladen. Es war daher eine naheliegende Schlußfolgerung, die entsprechend sehr starke Niederschlagsbildung bei Gewittern für die zu Blitzentladungen führenden starken elektrischen Raumladungen verantwortlich zu machen. Mit anderen Worten, es handelt sich in beiden Fällen also um denselben elektrifizierenden Vorgang, nur daß die Stärke der Elektrizitätsbildung eben verschieden ist.

Die augenfällige Erscheinung, daß der Niederschlag von oben kommt, gab die Grundlage für die ersten bedeutenden Gewittertheorien. So sehen wir als elektrizitätsbildende Effekte bei den Theorien von Elster und Geitel [*1*] und in ihrer modernen Form von C. T. R. Wilson [*2*] lediglich eine auf Influenzvorgang beruhende Wechselwirkung von feinsten geladenen Tröpfchen bzw. Ionen mit dem im luftelektrischen Feld senk-

[1] Die vorliegende Schrift ist eine Ergänzung zu der im Buche „Grundprobleme der Physik des Gewitters" vom Verfasser vertretenen Gewittervorstellung sowie eine Erwiderung auf die von H. Israël in seiner „Diskussion" im Buche „Das Gewitter" und in Buchbesprechungen dagegen geäußerten Bedenken.

recht aus großen Höhen herabfallenden Regentropfen. Als Endergebnis bildet sich danach im oberen Teil der Wolke eine positive, im unteren Teil eine negative Raumladung aus. Diese Influenztheorien, die zu ihrer Wirksamkeit lediglich das normale luftelektrische Feld und über große Strecken fallenden Regen zur Voraussetzung haben, erklären damit die allgemeine Niederschlagselektrizität, wie auch die Gewitterelektrizität gleichermaßen. Gehen diese Theorien im wesentlichen von rein physikalischen Gesichtspunkten aus, so sehen wir bei der Theorie von G. C. Simpson [3] das meteorologische Problem im Vordergrund. Es ist dieses der Quellwolkencharakter der Gewitterwolke, der sich im Aufwind in der Wolke äußert. C. G. Simpson [3] sieht danach die Voraussetzungen der Influenztheorien als nicht mehr gegeben an, sondern vielmehr eine Möglichkeit für die Wirksamkeit des Lenard-Effektes. Seiner Theorie zufolge sollen die gegen den Aufwindstrom fallenden Regentropfen zerplatzen, wobei die großen Tropfenreste positive, die feinen, vom Aufwind in den oberen Teil der Wolke beförderten Tröpfchen negative Ladung annehmen. Es entsteht so im unteren Teil der Wolke im Bereich des Aufwindes eine positive, im oberen Teil der Wolke eine negative Raumladung. Um diesen Vorgang wirksam werden lassen zu können, ist jedoch erforderlich, daß der Aufwind eine Stärke von 8 m/sec überschreitet. Dies bedeutet, daß dieser Effekt speziell nur für die Gewitterelektrizität, nicht aber für Niederschlagselektrisierung allgemein in Frage kommt. Dies war seinerzeit der Hauptangriffspunkt der Theorie, da es als unbefriedigend angesehen wurde, die Ladung gewittriger und nicht gewittriger Niederschläge auf verschiedene Ursachen zurückzuführen. Es ist dies um so eigenartiger, als gar kein logischer Zwang besteht, die Gleichartigkeit beider Vorgänge zu fordern.

Alle genannten Theorien basieren auf dem flüssigen Aggregatzustand des Wasserdampfes und standen daher in dem Augenblick in einem kritischen Stadium, als Simpson und Scrase [4] durch aerologische Messungen der elektrischen Felder in der Gewitterwolke nachweisen konnten, daß zum mindesten ein Teil der Ladungsbildung sich weit unterhalb des Gefrierpunktes, also bei festem Aggregatzustand des Wasserdampfes abspielen muß. Die Annahme der Möglichkeit einer Mitwirkung von Eisteilchen bei der Ladungsbildung in der Gewitterwolke ist aber durchaus nicht neu, sondern zieht sich wie ein roter Faden durch die Geschichte der Gewittertheorie, ohne jedoch größere Bedeutung gefunden zu haben. Es sei in diesem Zusammenhang auf die Theorie von L. Sohncke [5] hingewiesen, die eine Reibung des für Gewitter charakteristischen Hagels an Wassertröpfchen annimmt, wie überhaupt Wechselwirkungen zwischen Luft—Eis und Wasser—Eis von P. Lenard [6], A. Gockel [7], K. Kähler [8], A. Stäger [9] für die Ladungsbildung in Betracht gezogen worden sind, wobei alle Experimente überwiegend auf eine positive Ladung der Eisteilchen hinwiesen. Mehr noch als die wahrscheinliche Mitwirkung der Eisphase des Wasserdampfes bei der Ladungsbildung ergaben die Messungen von Simpson und Scrase [4] die erstaunliche Tatsache, daß in den Gewitterwolken

großräumig nur Feldstärken von der Größenordnung 100 V/cm auftreten, also Werte, die um Zehnerpotenzen unter dem für eine Entladung notwendigen Wert von 10000 V/cm liegen.

Dies etwa war der Stand der Dinge, als der Verfasser 1936 im Meteorologischen Institut Hamburg mit der experimentellen Gewitterbeobachtung begann. Diese Beobachtungen zeigten, daß die Blitze meist aus einer Stelle oder aber aus sehr wenigen bestimmten Stellen der Gewitterwolke hervortreten und daß aus solchen Wolkengebieten beim Erreichen des Beobachtungsortes mit Windböen sehr starker Niederschlag fällt, der beim Weiterzug des Gewitters schon nach wenigen Minuten so unvermittelt wieder nachläßt, wie er begonnen hat. Ferner wurde die Beobachtung gemacht, daß nach Abklingen der Gewittertätigkeit bei schwachem Regen unvermittelt noch ein Blitzschlag eintritt, dem wenig später vorübergehend stärkerer Regen folgt. Solche Beobachtungen und auch Ergebnisse der Registrierungen von Blitzfeldschwankungen, die ebenfalls zu der Vorstellung von engbegrenzten Aktivitätszentren in der Gewitterwolke führten, wie auch die häufig sehr hohe Blitzfolge ließen praktisch keinen Spielraum für Theorien, die wie die Influenztheorien ihre Grundlage in der langsamen Sedimentation von Niederschlag in der Gewitterwolke sehen. Es mußten vielmehr Vorgänge sein, die rasch auf engbegrenztem Raum elektrische Raumladungen aufbauen konnten. Nach der damaligen Kenntnis schien aber nur der Lenard-Effekt und damit die Simpson-Theorie diesen Beobachtungen gerecht zu werden, so daß der Verfasser [*10*] in seiner ersten Arbeit diese als wesentlich in den Vordergrund stellte. Gleichzeitig wurde aber im Anschluß an die kolloidmeteorologischen Vorstellungen von A. Schmauss [*11*] und W. Findeisen [*12*] vom Verfasser [*10*] darauf hingewiesen, daß wahrscheinlich noch unbekannte mikrophysikalische Vorgänge, insbesondere die Instabilität von Aggregatzuständen des Wasserdampfes — die sog. kolloidale Instabilität der Wolken — als maßgeblich für die Gewitterbildung heranzuziehen sind und vielleicht noch besser imstande seien, die Erzeugung zeitlich wie örtlich engbegrenzter starker Raumladungen zu veranlassen, die als Keimzellen der Blitzentladungen anzusehen wären. Diese sich wesentlich auf die Mitwirkung der Eisphase beziehende Vorstellung wurde mündlich und brieflich mit F. Rossmann wie auch mit W. Findeisen diskutiert. Beide Kollegen gingen diesen Gedankengängen nach. F. Rossmann [*13*] glaubte, eine wesentliche Verstärkung durch Änderung der Dielektrizitätskonstanten beim Übergang von Wasser zu Eis annehmen und so den raschen Aufbau des Feldes zur Blitzbildung erklären zu können. Es ist als besonderes Verdienst von W. Findeisen [*14*] zu werten, nicht wie üblich von der Frage auszugehen, welche elektrifizierenden Effekte an Wasser und Eisteilchen sich als maßgeblich in die Gewitterwolke verpflanzen lassen, sondern vielmehr, welche elektrifizierenden Effekte bei den stattfindenden mikrophysikalischen Vergängen in der Quellwolke auftreten. Die nach seinen Anschauungen [*14*] bei der Niederschlagsbildung in Quellwolken in Frage kommenden mikrophysikalischen Vorgänge, wie Tröpfchenbildung, Eiskristallbildung und Vergraupelung,

versuchte er, im Experiment nachzuahmen, und stellte bei der Bildung und Rückbildung der Eisphase und insbesondere bei der Vergraupelung erhebliche Aufladung fest. Die Ursache dieser Ladungsbildung sah E. Lange [*15*] in sogenannten Voltapotentialen zwischen verschieden gearteten Kristallformen am gleichen Eisteilchen. Damit war die vom Verfasser vermutete Möglichkeit einer Mitwirkung unbekannter, zu elektrischen Aufladungen führender mikrophysikalischer Vorgänge bei den Aggregatzustandsänderungen des Wasserdampfes, also bei der Niederschlagsbildung selbst, nachgewiesen.

Mit diesem Stand der Dinge am Ende des Krieges 1945 gingen die weiteren Untersuchungen des Verfassers [*16*] nunmehr dahin, die detaillierten Beobachtungen mit Segelflugzeugen in Gewitterwolken, wie sie in den Berichten der „19. Rhön" niedergelegt sind, zum weiteren Ausbau dieser kolloidmeteorologischen Gewittertheorie zu verwenden. Dies war insofern notwendig, als der Verfasser von dem Grundsatz ausgeht, daß eine Gewittertheorie nicht nur den elektrischen Verhältnissen in der Gewitterwolke, sondern sehr wesentlich auch den meteorologischen Verhältnissen gerecht werden muß, wenn ihr ein ausreichender Wahrscheinlichkeitswert zukommen soll. Wie schon die Gegenüberstellung der Wilson-Theorie und der Simpson-Theorie gezeigt hat, ändert sich nämlich die Gewittervorstellung in dem Augenblick, wo für die meteorologischen Verhältnisse in der Gewitterwolke andere Voraussetzungen angenommen werden.

Unter diesem Gesichtswinkel soll nun erneut der augenblickliche Gewitteraspekt untersucht werden, da zahlreiche, kurz nach dem Kriege in Deutschland noch unbekannte Arbeiten des Auslandes nicht berücksichtigt werden konnten, sowie die Theorien von E. Wall, F. Rossmann, J. Frenkel und die Ergebnisse des Thunderstorm Projects noch nicht existierten.

B. Beobachtungen über meteorologische Erscheinungen.

Nach obigen Ausführungen ist es notwendig, an die Spitze jeder Erörterung über eine Gewittertheorie eine möglichst genaue Kenntnis der meteorologischen Verhältnisse zu setzen.

So ist es als glücklicher Zufall anzusprechen, daß der Rhönsegelflugwettbewerb 1938 gerade mit einer Gewitterperiode zusammenfiel und hierbei reichliches Beobachtungsmaterial gewonnen werden konnte. Als erstes bemerkenswertes Ergebnis bezüglich des Strömungsmechanismus des Gewitters ist die Erkenntnis neuartig, daß der Aufwindstrom in der Gewitterwolke nur in einem sehr engen, sogenannten Aufwindschlot vor sich geht, in dem gerade ein Kreisen des Segelflugzeuges möglich ist. Dieser vertikale Aufwindstrom setzt bereits mit 1 bis 2 m/sec einige hundert Meter unter der Gewitterwolke ein. An der Wolkenuntergrenze wird 2 bis 3 m/sec, in einzelnen Fällen sogar über 5 m/sec erreicht. In der Wolke nimmt die Geschwindigkeit durch die Feuchtlabilität weiter stark bis auf 10 bis 30 m/sec zu, wobei sich der Aufwindschlot nach oben hin mehr und mehr verengt, so daß er die Form eines schlanken Kegels annimmt. Innerhalb des Schlotes ist der Aufwindstrom vollkommen

laminar, während an seinem Rande sehr starke Turbulenz herrscht, die mit der Höhe noch wesentlich zunimmt. Als weiteres neues Ergebnis ist das ausnahmslos in jeder Gewitterwolke beobachtete Auftreten des Hagels anzusehen, und zwar bis in die größten Höhen, wobei seine beobachtete Größe mit der Höhe zunimmt.

Eine genauere Auswertung aller Beobachtungen [*16 B; C; D*] sowie Berechnung des Aufwindstroms über den ganzen Zeitraum der „19. Rhön", wie sie der Verfasser [*16*] durchführte, ergab folgende Vorstellung: Die durch den Aufwind gekennzeichnete innere Gleichartigkeit zwischen der einfachen Quellwolke und der Gewitterwolke läßt es naheliegend erscheinen, daß eine bestimmte Geschwindigkeit des Aufwindes notwendig ist, um die Gewittertätigkeit anzuregen. Es wurde gefunden, daß

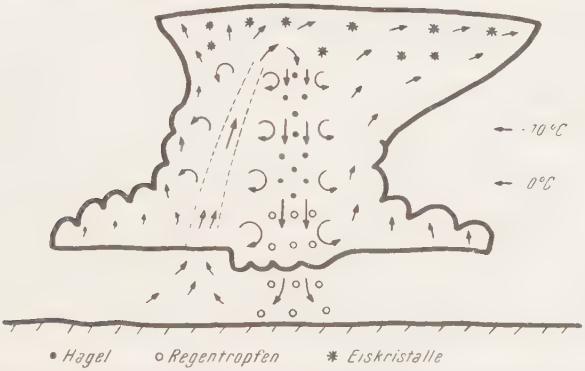


Abb. 1. Strömungs- und Niederschlagsverhältnisse in einer unsymmetrischen Gewitterwolke im Hauptstadium (H. WICHMANN).

der Aufwind 8 bis 10 m/sec an der 0°-Grenze sein und mit 15 bis 17 m/sec die —10°-Isotherme überschreiten muß. Liegen die Werte unterhalb dieser Grenzwerte, so wird der gebildete schwere Niederschlag (Graupel- und Hagelkörner) gegen den Aufwind herabfallen können. Sind die Werte dagegen größer, so wird die Masse des gebildeten Niederschlags vom Aufwind bis zum Gipfel der Quellwolke emporgetragen und oben zum Schlot hinausgeblasen. Hier tritt im divergierenden Luftstrom Trennung nach der Schwere ein. Die leichten Eiskristalle werden im oberen Teil der Wolke weit seitwärts getragen und von dem auch außerhalb des eigentlichen Aufwindes noch allgemein schwachen Aufwind in der Schwebe gehalten. Der schwere Niederschlag stürzt dagegen unweit des Aufwindschlotes mit zunehmender Geschwindigkeit herab und erzeugt hierbei durch mitreißen und Abkühlung der umgebenden Wolkenluft einen Abwindstrom, der mit ihm zusammen als Fallböe den Boden erreicht. Solange der Aufwind aus der instabilen Bodenluftschicht Nahrung schöpft, bleibt dieser Zustand und damit die Gewittertätigkeit erhalten! Es entsteht dann eine in Abb. 1 schematisch dargestellte Strömungs- und Niederschlagsverteilung in der Wolke. Erlischt der Aufwind, so hört der starke Niederschlag auf und die leichten Niederschlags-

elemente, insbesondere die Eiskristalle im Gipfel, vermögen nunmehr herabzusinken und erzeugen in der ganzen Wolke einen schwachen Abwind und am Boden leichten bis mäßigen Regen. In jedem großen Gewitter-

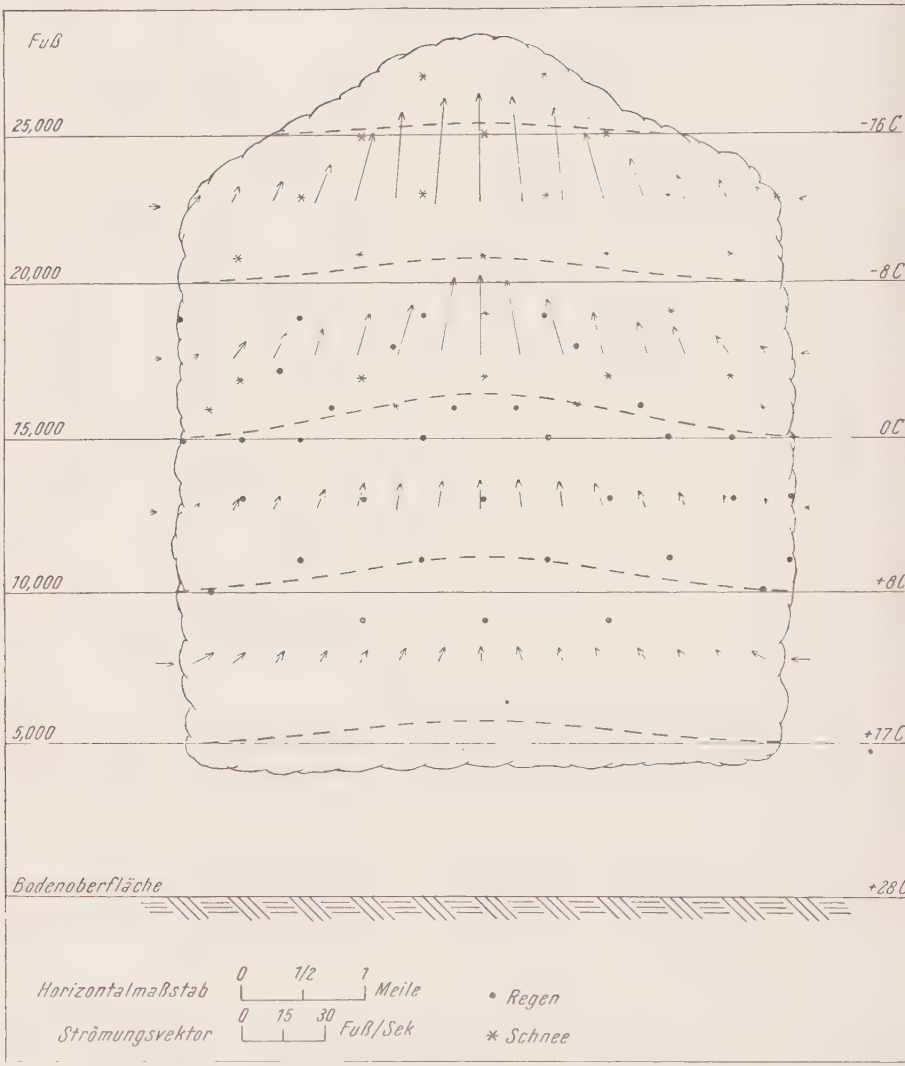


Abb. 2. Vorstadium (cumulus stage) der Gewitterwolke (BYERS und BRAHAM).

gewölk befinden sich meist mehrere Aufwindschlote, und zwar in irgendeinem Entwicklungsstadium. Diese vom Verfasser [*16 F*] aus den Segelflugzeugbeobachtungen abgeleitete Vorstellung über den Strömungsmechanismus in der Gewitterwolke findet in wesentlichen Zügen ihre

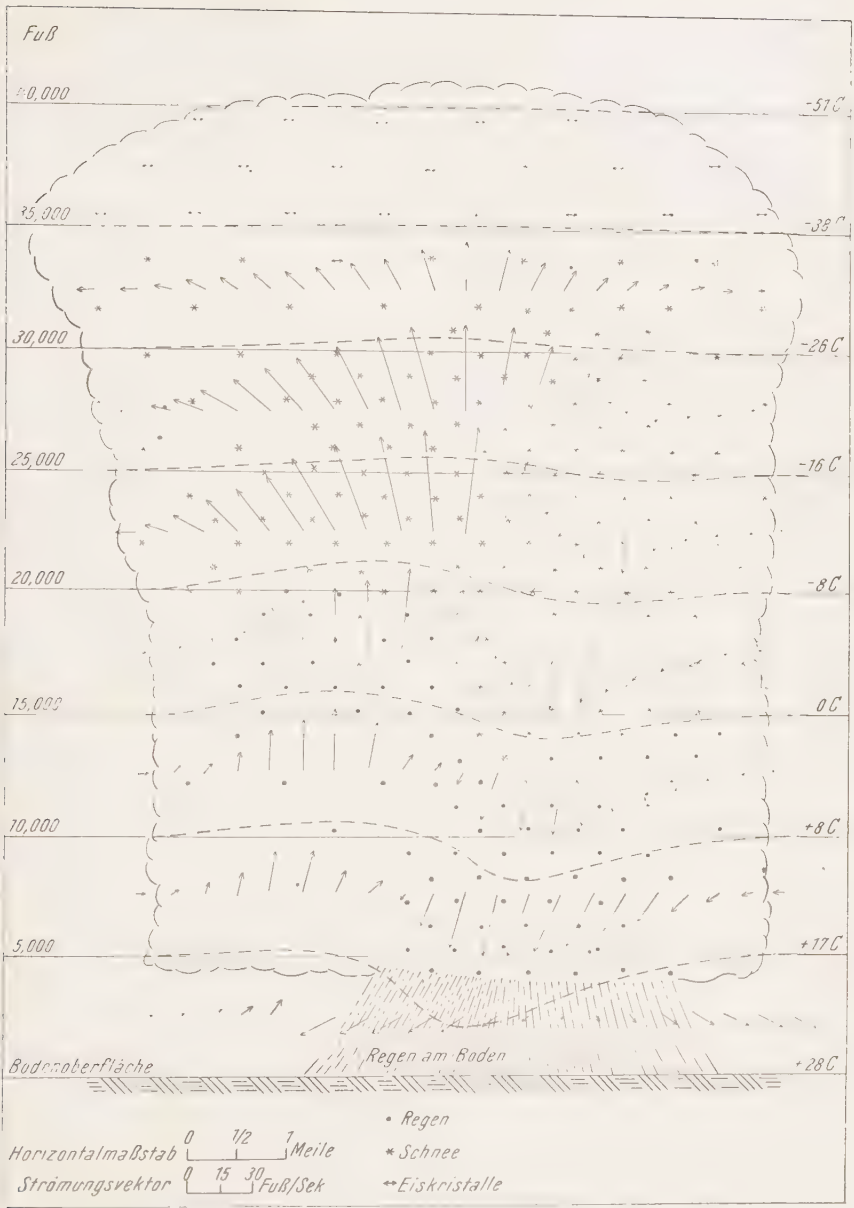


Abb. 3. Hauptstadium (mature stage) der Gewitterwolke (Byers und Braham).

Bestätigung durch die nach dem Kriege in Amerika vom Thunderstorm Project [17] durchgeführten Flüge mit Motorflugzeugen durch Gewitterwolken. Die Abb. 2, 3, 4 zeigen schematisch idealisiert die nach diesen

Ergebnissen angenommenen drei Entwicklungsstadien der Gewitterwolke. Das Vorstadium (cumulus stage) entspricht der Quellwolke, in der lediglich — wenn auch stärkerer — Aufwind herrscht. Trotzdem beim Durchflug mit Motorflugzeugen bei der hohen Geschwindigkeit Feinheiten nicht in Erscheinung treten können, zeigt sich deutlich eine Konzentration des Aufwindes. Im Hauptstadium (mature stage) — dem eigentlichen Gewitterstadium — erkennen wir praktisch unsere Abb. 1 wieder mit dem Nebeneinander eines konzentrierten Aufwindstromes und eines konzentrierten Abwindstromes. Der Aufwind nimmt — wie es erwartet wird — mit der Höhe zu, während der Abwindstrom, der dem Niederschlag folgt, nach unten hin ähnlich hohe Geschwindigkeiten erreicht. Auch diesem Strömungsbild ist in Bestätigung der vom Verfasser [*18*] entwickelten Anschauung zu entnehmen, daß der gesamte Niederschlag vom Aufwind in den Gipfel der Wolke emporgetragen wird, die schweren Teilchen können dann neben dem Aufwindstrom herniederstürzen, während die leichteren Eiskristalle vom anhaltenden Aufwind im Gipfel der Wolke am Herabfallen gehindert werden. Solange dem Aufwind Energie zugeführt wird, bleibt dieses Hauptstadium erhalten. Es ist also das Hauptstadium nicht bereits der Abbau — „Phase des zusammenbrechenden Cumulunimbus" —, wie von verschiedenen Seiten behauptet wird, sondern ein selbständiger quasistationärer Zustand, der unter gleichbleibenden Bedingungen beliebig lange existenzfähig ist. Im Reststadium (dissipating stage) befinden sich nach Absterben des Aufwindes und dem Ausfall des schweren Niederschlags die leichteren Niederschlagsteilchen in allgemeiner Abwärtsbewegung, was mit einem schwächeren Abwind verbunden ist.

Scheinen zwar die vom Verfasser aus den Segelflugbeobachtungen abgeleiteten Strömungsverhältnisse in der Gewitterwolke durch die Ergebnisse des Thunderstorm Project in ihrer Grundstruktur bestätigt, so zeigt aber eine genaue Betrachtung der umfangreichen veröffentlichten Beobachtungen, so insbesondere die des Niederschlags, eine merkliche Abweichung gegenüber den während der „19. Rhön" gewonnenen Beobachtungen. Dieser Unterschied tritt in den von Byers, Braham und Mitarbeitern [*17*] bearbeiteten Beobachtungen in solcher Weise in Erscheinung, daß er — falls das Ergebnis kein Trugschluß sein sollte — unsere Vorstellung von der Niederschlagsbildung in der Wolke wesentlich verändern muß. Man wird jedoch dabei im Auge behalten müssen, daß die genannten Bearbeiter des Thunderstorm Project die Schwierigkeit der Beobachtung des Niederschlags vom schnellfliegenden Flugzeug aus wie auch die Schwierigkeit der Korrelation mit den Niederschlagsmessungen an den Bodenstationen besonders betonen, doch führen die in allen Einzelheiten wiedergegebenen Beobachtungen einzelner Gewitter ziemlich eindeutig zu der dargestellten Niederschlagsverteilung. So zeigt das Vorstadium (cumulus stage, Abb. 2) im allgemeinen Aufwind mäßigen bis starken Regen unterhalb der 0°-Grenze, der oberhalb der 0°-Grenze — zum Teil mit Schnee gemischt — im Einzelfall bis etwa —15° C hinauf beobachtet wurde, jedoch in größeren Höhen allgemein in Schnee

übergeht. Gleiches gilt für das Gebiet des Aufwindes im Hauptstadium (mature stage, Abb. 3). Treten hier Regentropfen vermöge ihres Wärmeinhaltes bei Temperaturen unter 0° C auf, so findet sich im Abwindgebiet

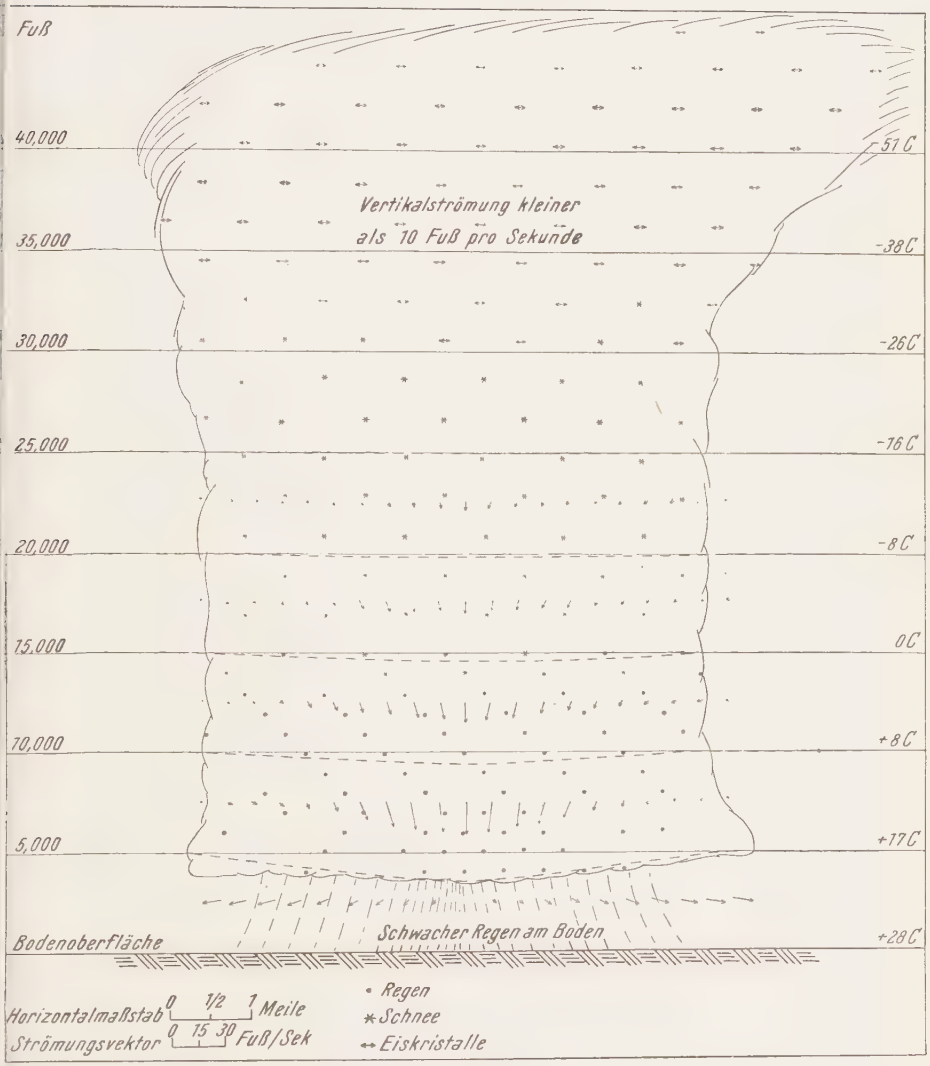


Abb. 4. Reststadium (dissipating stage) der Gewitterwolke (Byers und Braham).

aus gleichen Gründen Schnee bei Temperaturen weit über 0° C, der schließlich in Regen übergeht. Im obersten Teil der Wolke herrscht allgemein Aufwind bei Anwesenheit von Eiskristallen. Auch im Reststadium (dissipating stage, Abb. 4) finden sich im obersten Teil Eis-

kristalle, darunter Schnee, der im allgemeinen schwachen Abwind unter der 0°-Grenze in Regen übergeht.

Versucht man die Bildung der in den verschiedenen Stadien beobachteten Niederschlagsarten zu erklären, so treten eine Reihe schwerwiegender Fragen auf: 1. Was veranlaßt die Wolkenelemente, unterhalb der 0°-Grenze große Tropfen zu bilden? 2. Was veranlaßt die großen, vom starken Aufwind emporgetragenen Regentropfen, sich in großen Höhen in Schnee und diesen sich schließlich in darüberliegenden Schichten in reine Eiskristalle umzubilden? 3. Was veranlaßt die sich aus dem schmelzenden Schnee im Abwindgebiet bildenden kleinen Regentröpfchen, zu großen Tropfen zusammenzufließen und den wolkenbruchartigen, großtropfigen Regen zu bilden? Ging unsere bisherige Vorstellung dahin, die großen Regentropfen aus entsprechend großen geschmolzenen Eisteilchen entstanden zu erklären, so scheinen uns die hier zur Debatte stehenden Beobachtungen eines besseren zu belehren, wenngleich eine naheliegende Erklärung nach wie vor fehlt. In diesem Zusammenhang erscheint auch die immer wieder gemachte Beobachtung von Bedeutung zu sein, daß in der Wolke im Abwindgebiet nur leichter bis mäßiger Regen beobachtet wird, während an der darunterliegenden Bodenstation anhaltend starker bis sehr starker Regen festgestellt wird. Keineswegs einfacher in der Erklärung ist der Übergang Regen in Schnee zu erklären. Es ist sicher, daß der Aufwind ausreicht, den in niederen Höhen beobachteten Regen bis in den Gipfel der Wolke emporzutragen. Dafür, daß er hier nicht in Erscheinung tritt, sondern von einem bestimmten Höhen- bzw. Temperaturniveau ab verschwindet, gibt es zwei Deutungen: Einmal ist es die in diesem Bereich eintretende starke Eisübersättigung, die die Regentropfen zugunsten der Eisteilchenbildung zum Verdampfen zwingt. Zum anderen ist die Möglichkeit offen, daß wenigstens ein Teil der Regentropfen zu kleinen Graupeln gefriert, ohne daß diese zwischen dem Schnee vom Flugzeug aus erkannt werden können. Nur weitere und genauere Beobachtungen werden hier eine Entscheidung bringen können. Die Bildung der in großen Höhen festgestellten Eiskristalle schließlich ist mit unseren bisherigen Vorstellungen vereinbar. Offen ist nur die Frage, wo bleibt der im Aufwind emporgetragene Schnee? Man ist hier gezwungen anzunehmen, daß in großen Höhen ein Zerfall der Schneesterne in einzelne Eiskristalle eintreten muß, wenn man den Beobachtungstatsachen gerecht werden will. Da die Ursache des Zusammenhalts der Eiskristalle in den Schneeflocken noch ziemlich ungeklärt ist, bleibt es vorerst nur eine Vermutung, ob ein solcher Zerfall seine Ursache in der mit der Höhe abnehmenden Temperatur hat und der beobachtete Übergang „feuchter Schnee"—„trockener Schnee"—„Eiskristalle" ein systematischer ist. Man wird aber dabei im Auge behalten müssen, daß auch elektrische oder rein mechanische Vorgänge einen Zerfall der Schneekristalle möglich erscheinen lassen. Sieht man mit F. Rossmann [*19*] in der Zusammenballung der Eiskristalle zu Schneeflocken eine Auswirkung der pyroelektrischen Eigenschaften des Eiskristalls, so wird man an die vielseitigen elektrischen Wirkungen der Gewitterwolke denken müssen,

die in ihrer Auswirkung einen elektrisch bedingten Zusammenhalt störend beeinflussen können. Schließlich und nicht zuletzt wird man die gerade in großen Höhen erhebliche Turbulenz berücksichtigen müssen, die durch Zusammenstoß der Schneeflocken ihren Zerfall bewirken könnte. Die wohl größte Überraschung, die uns die Niederschlagsbeobachtung bietet, ist jedoch die Tatsache, daß der für die Rhön-Gewitter so charakteristische Hagel nur in wenigen Fällen in Erscheinung trat, und zwar

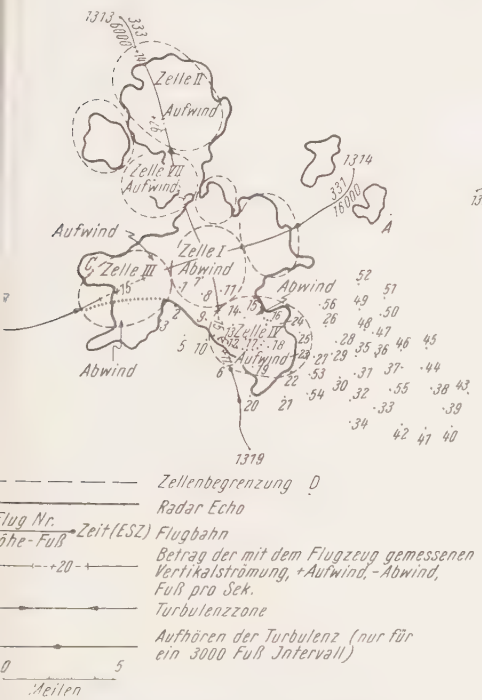


Abb. 5. Draufsicht auf eine Gewitterwolke vom 9. Juli 1946, 13^{20} (Byers und Braham).

Abb. 6. Draufsicht auf eine Gewitterwolke vom 9. Juli 1946, 13^{40} (Byers und Braham).

in einem großen Gewittergewölk nur an einer oder zwei Stellen, an der eine durchschnittlich höhere Aufwindgeschwindigkeit herrschte als in ihrem übrigen Bereich. Diese offensichtliche Diskrepanz führt uns zwangsläufig zu einer Diskussion der vom Thunderstorm Project angewendeten Meßmethoden und ihrer Ergebnisse.

Als erste dieser Methoden ist die neuartige Anwendung des Funkmeßverfahrens (Radar) zur Form und Lagebestimmung der Gewitterwolke zu nennen. Abb. 5 zeigt beispielsweise die Darstellung eines größeren Gewittergewölkes als Draufsicht, wie es also aussehen würde, wenn man von sehr großen Höhen auf die Erdoberfläche herabblickte. Die mit Ziffern gekennzeichneten Punkte stellen die Bodenstationen des Beobachtungsnetzes dar. Die Eigenart eines Gewittergewölkes, aus mehreren

emporschießenden Quelltürmen zusammenzuwachsen, wird von BYERS und BRAHAM [17] als seine Zellenstruktur definiert, wobei jeder Quellturm als gesonderte Zelle aufzufassen ist. Die Abgrenzungen dieser Zellen — in Abb. 5 gestrichelt gezeichnet — sind im wesentlichen durch Flugzeugbeobachtungen festgelegt und stellen den Einsatz bzw. die Grenzen plötzlicher Änderung der Turbulenz dar. Jede Zelle durchläuft nun als Individuum das Vor-, Haupt- und Reststadium, wie es Abb. 2 bis 4 darstellen. So zeigt Zelle I (Abb. 5) — die sich bereits 1 Stunde vorher gebildet hatte — Abwind, befindet sich also im Reststadium. Die Zellen II und VII haben Aufwind, sind also noch im Vorstadium begriffen, während die Zellen III und IV Aufwind und Abwind — durch punktierte Linie getrennt — gleichzeitig aufweisen, also gerade das Hauptstadium durchlaufen. Die in Abb. 5 eingezeichneten dicken Linien stellen die Grenzen des Radar-Echos dar. Es sind dies in sich geschlossene Linienzüge, die die Gebiete der Niederschlagsbildung umgrenzen und in gewissem Maße mit den Grenzen der Zellen übereinstimmen. Abb. 6 zeigt in gleicher Darstellungsweise den Zustand des Gewittergewölkes 20 Minuten später. Wie im Vergleich mit den Bodenstationen zu erkennen ist, hat eine Ortsverlagerung des ganzen Gebildes praktisch nicht stattgefunden; es handelt sich also um ein stationäres Wärmegewitter. Der Umfang des Radar-Echos — und damit die Niederschlagsbildung — hat dagegen beträchtlich zugenommen. Auch in den einzelnen Zellen sind Veränderungen vor sich gegangen. Zelle I befindet sich nach wie vor im Reststadium; Zelle II ist vom Vorstadium in das Hauptstadium mit Auf- und Abwind übergegangen; Zelle III hat das Hauptstadium beendet und befindet sich im Reststadium mit allgemeinem Abwind; Zelle IV zeigt noch das Hauptstadium, jedoch überwiegt bereits der Abwind. Zelle VII beginnt gerade in das Hauptstadium überzutreten und hat — im Gegensatz zu den anderen Zellen — erheblich an Umfang zugenommen; Zelle VIII hat sich am Südende neu entwickelt und befindet sich im Vorstadium. Auf den durch dünne Linien gekennzeichneten Flugzeugdurchflügen wurden Niederschlagsbeobachtungen gemacht, wie sie den jeweiligen Entwicklungsstadien Abb. 2 bis 4 entsprechen. Lediglich in Zelle I und Zelle VII wurde Hagel, zum Teil mit Regen gemischt, in 16000 ft Höhe festgestellt.

Dieser interessanten, von BYERS und BRAHAM [17] gewählten neuartigen Darstellung des meteorologischen Geschehens in einem Gewittergewölk ist offensichtlich zu entnehmen, daß nicht alle daran beteiligten Quelltürme (Zellen) die Voraussetzungen für das Hagelstadium erreichen. Es scheint sich hier die schon von anderen meteorologischen und aerologischen Erwägungen her bekannte Tatsache einer gegenseitigen Beeinflussung nahe beieinander sich entwickelnder Quelltürme zu bestätigen. Im vorliegenden Fall ist die Zelle I — als weitaus zuerst entstanden — zur vollen ungestörten Entwicklung gekommen. Auch die Zelle VII scheint, durch günstige Umstände bevorzugt, ebenfalls zur vollen Entwicklung gekommen zu sein, worauf ihre rasche Vergrößerung und die aus den Beobachtungen hervorgehenden markanten Wettererscheinungen hinweisen. Man könnte daher geneigt sein anzu-

nehmen, daß sich das eigentliche Gewitter — also die Blitzentladungen — in diesen Quelltürmen abgespielt hat. Es mag überraschend und gleichermaßen befremdend erscheinen, daß ein mit einem solchen gigantischen Aufwand unternommenes Gewitterforschungsunternehmen auf die entscheidende Frage, wann und in welcher Zelle in einem solchen Gewittergewölk der erste Blitz bzw. Donner beobachtet worden ist und wie im weiteren Verlauf die Blitztätigkeit sich verändert, auf andere Zellen verlagert hat usw., keine Antwort zu geben weiß. Da wir somit das Tor zum kürzesten Weg zur Erkenntnis verschlossen finden, müssen wir den vom Verfasser [*16*] schon bei der Bearbeitung der Rhön-Segelflüge beschrittenen Weg nochmals nachgehen, der zum Ergebnis hatte, daß zur Anregung der Gewittertätigkeit eine bestimmte Mindestgeschwindigkeit des Aufwindstromes sowie eine Gipfelhöhe über die —10°-Isotherme hinaus erforderlich ist.

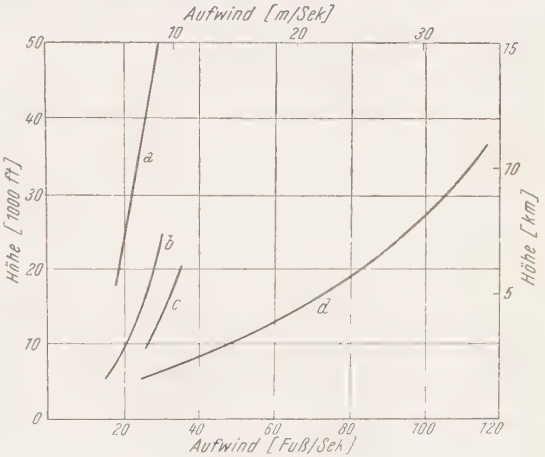


Abb. 7. Mittlere Aufwindgeschwindigkeit bei Gewittern in Ohio 1947, nach den Werten verschiedener Meßmethoden berechnet (H. WICHMANN). *a* Radargerät, *b* Flugzeug (alle Werte), *c* Flugzeug (bei Hagel), *d* Berechnet aus dem mittleren Temp von 39 Gewittertagen. (Kondensationsniveau in 900 mb angenommen.)

Über Strömungen, Böen und Turbulenz in Gewitterwolken liegen vom Thunderstorm Project reichlich Beobachtungen vor. Zur Bestimmung des Aufwindes, besonders in größeren Höhen, läßt sich das Radar-Echo verwenden, das an der emporsteigenden Wolke erzeugt wird. Ein Echo kann jedoch erst dann entstehen, wenn genügend große und zahlreiche Regentropfen bzw. Eisteilchen vorhanden sind, was nach den Beobachtungen der Fall ist, wenn der Kumuluskopf die 0°-Grenze übersteigt. Es ist sicher, daß die Geschwindigkeit, mit der das Radar-Echo emporwächst, nicht dem Aufwind entsprechen kann, sondern geringer sein muß; denn es ist nur die Relativgeschwindigkeit des emporgetragenen Niederschlags, die überhaupt bestenfalls beobachtet werden kann, wenn es sich nicht gar nur um eine besondere Eigenschaft desselben handelt, die sich langsam nach oben durchsetzt. Vergleicht man in Abb. 7 den mit dem Radargerät bestimmten mittleren Aufwind der Ohio-Gewitter 1947 *a* mit den Werten *b*, die durch Flugzeuge festgestellt worden sind, so zeigt sich, daß die Radar-Werte erwartungsgemäß geringer sind. Berechnet man jedoch nach der an den Rhön-Gewittern bestätigten Formel [*16 B, C*] aus dem mittleren Temp der Gewittertage den Aufwind, so ergibt sich die Kurve *d*. Es zeigt sich als überraschendes Ergebnis,

daß die gemittelten beobachteten Werte des Aufwindes weitaus kleiner sind — in allen Höhen unter 10 m/sec! — als die berechneten. Dieses ist um so merkwürdiger, als es bei den Rhön-Gewittern zuerst erhebliche Schwierigkeiten bereitete, die hohen beobachteten Geschwindigkeiten rechnerisch aus dem Temp zu bestätigen, und gerade der umgekehrte Fall auftrat, daß die berechneten Werte teilweise weit unter den beobachteten lagen. Der Verfasser [*16 C*] konnte diese Diskrepanz bei den Rhön-Beobachtungen auf eine ungenaue Berücksichtigung der Höhe des Kondensationsniveaus im Einzelfall zurückführen und eine gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung erzielen. Es muß jedoch bemerkt werden, daß auch einige Beobachtungen gemacht wurden, bei denen die Werte der Windgeschwindigkeit unter den berechneten lagen. Sie wurden so erklärt, daß es sich hierbei um absterbende Aufwindschlote handelt.

Für diesen eklatanten Unterschied zwischen den Rhön-Gewittern und den Ohio-Gewittern erscheint auf den ersten Blick eine einfache Erklärung nicht greifbar zu sein, doch soll nicht der Versuch unterbleiben, nach geeigneten Argumenten zu suchen. Als erstes wäre hier zu sagen, daß natürlich erheblich höhere Windgeschwindigkeiten, sowohl mit dem Radargerät, als auch mit dem Flugzeug festgestellt worden sind, und zwar maximal 84 ft (27 m/sec) in 11000 ft (3,6 km) Höhe. In einer Fußnote wird jedoch bemerkt, daß noch höhere Geschwindigkeiten zwar noch beobachtet, aber nicht für reell erachtet wurden. Man muß natürlich dabei im Auge behalten, daß bei diesen Maximalgeschwindigkeiten aus dem zugehörigen Temp auch wieder höhere Aufwindgeschwindigkeiten errechnet worden wären, als nach einem mittleren Temp; zudem würde eine geringe Zahl beobachteter, sehr hoher Windgeschwindigkeiten den Mittelwert auch nur unwesentlich erhöhen. Es müssen also grundsätzliche Unterschiede entweder in der Meßtechnik oder aber in der Gewitterbildung selbst liegen. Bezüglich der Meßmethode wird es sicher nicht gleichgültig sein, ob man mit einem Segelflugzeug oder mit einem Motorflugzeug in eine Gewitterwolke einfliegt. Mit dem Segelflugzeug wurden in den Rhön-Gewittern Aufwindschlote mit einem Querschnitt in der Größenordnung von 100 m festgestellt, während die Motorflugzeuge in den Florida- und Ohio-Gewittern Aufwindströme mit einem Querschnitt in der Größenordnung von 1000 m beobachteten. Was sich also dem Segelflugzeug als wesentliche Erscheinung in der Gewitterwolke offenbart, ist eben dieser Schlot, in dem es sich in engen Spiralen emporschraubt. Ein die Gewitterwolke im Horizontalflug durchquerendes Motorflugzeug wird — wenn es diesen Schlot maximaler Aufwindgeschwindigkeit überhaupt trifft — ihn nur als eine Vertikalböe von 1 bis 2 sec Dauer zur Kenntnis nehmen, wenn nicht sogar seine Erscheinung durch die in seiner Umgebung herrschende starke Turbulenz verwischt wird und nur als Gebiet starker Böigkeit erkennbar ist. Man könnte so zu der Schlußfolgerung geneigt sein, daß Durchflüge durch die Rhön-Gewitter mit Motorflugzeugen genau die gleichen Beobachtungen gezeitigt hätten wie in den Florida- und Ohio-Gewittern, und im wesent-

lichen eben nur der schwächere Aufwind des weiteren Bereiches außerhalb des Aufwindschlotes als charakteristisch angesehen worden wäre. Man darf dabei aber auch nicht außer Betracht lassen, daß die aus den vertikalen Lageversetzungen der rasch fliegenden Motorflugzeuge bestimmten Aufwinde vielleicht grundsätzlich zu klein sind. Auch für die Aufwindbestimmung durch das Radar-Echo besteht durchaus die Möglichkeit, daß es sich — wie oben schon erwähnt — gar nicht um die Aufwärtsgeschwindigkeit der Niederschlagselemente als solche handelt, sondern vielmehr um eine besondere Eigenschaft, die vielleicht durch ihre Zahl und Größe bestimmt ist und sich langsam nach oben bis zum Gipfel durchsetzt. Letzteres wird von Byers und Braham im Vergleich mit den durch Flugzeuge festgestellten Aufwindgeschwindigkeiten und von S. E. Reynolds und F. J. Workman [*20*] im Vergleich mit dem visuell beobachteten Emporwachsen von Quellwolken diskutiert. In jedem Falle bleibt die Wachstumsgeschwindigkeit des Radar-Echos hinter der vermittels Motorflugzeugs bestimmten Aufwindgeschwindigkeit und der visuellen Wachstumsgeschwindigkeit der Quellwolke zurück. Der zur Diskussion stehende Unterschied zwischen den Rhön- und den Ohio-Gewittern wird aber noch weiter verringert, wenn wir den von Byers und Braham entwickelten Vorstellungen über das vertikale Wachstum einer Gewitterwolke in feineren Einzelheiten nachgehen, als sie durch die in Abb. 2 bis 4 schematisiert dargestellten Entwicklungsstufen gegeben sind. Meßtechnisch bietet hierfür das Radargerät eine wertvolle Handhabe, da es ermöglicht, größenordnungsmäßig das Wachstum der Gewitterwolke zu verfolgen. Abb. 8 zeigt in zwei Fällen die zeitlichen Höhenänderungen des Radar-Echos. Wenn man erwarten sollte, daß jeder Quellturm in einer Gewitterwolke gleichmäßig zum maximalen Gipfelpunkt emporsteigt, so wird man hier eines besseren belehrt. Wie der ausgezogenen Kurve zu entnehmen ist, erreicht der erste Quellturm nicht die maximale Gipfelhöhe, sondern erst der zweite oder dritte, während weitere Quelltürme wieder eine geringere Gipfelhöhe haben können. Die gestrichelte Kurve in Abb. 8 zeigt im Gegensatz dazu die Höhenänderung des Radar-Echos einer einzelligen Gewitterwolke. Es bedeutet dies ein fast gleichmäßiges Emporwachsen des Quellturmes mit etwa 18 ft/sec (5 m/sec) in 17 Minuten vom Gebiet der 0°-Grenze bis zur maximalen Gipfelhöhe sowie ein anschließendes Absinken der das Radar-Echo erzeugenden

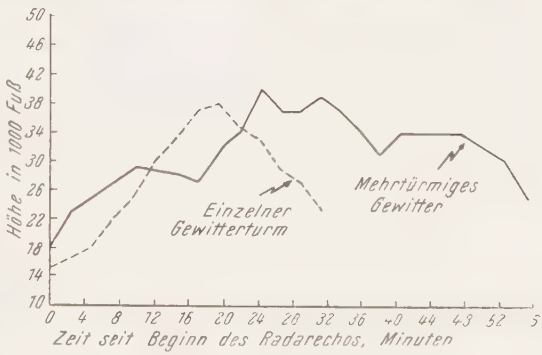


Abb. 8. Wachstum der Gewitter-Quelltürme (Byers und Braham).

Niederschlagselemente mit etwa 12 ft/sec (3 m/sec). Die Lebensdauer einer solchen Radar-Wolke beträgt im Mittel etwa 26 Minuten. Bei einer mehrzelligen Wolke gilt dieser Wert für jede einzelne Zelle, die im Mittel mit etwa 18 Minuten Abstand ihre Gipfelhöhe erreichen.

Als den wesentlichen steuernden Faktor bei der Entwicklung eines Quellturmes sehen BYERS und BRAHAM seine Wechselwirkung mit der umgebenden Luftmasse an. Die Energie, die einem Quellturm zur Verfügung steht, ist durch den Temperaturüberschuß gekennzeichnet, den er der Umgebung gegenüber in seinem Inneren gewinnt. Durch Einbeziehen der trockenen Luft der umgebenden Luftmasse in das Strömungssystem wird diese Energie vermindert. Dieser Einfluß macht sich zwangsläufig von innen nach außen in zunehmendem Maße bemerkbar und ist je nach den Gegebenheiten in der Lage, die Entwicklung des Quellturmes zu hemmen, ja unmöglich zu machen. Diese Verhältnisse werden durch eine in Abb. 9 gewählte Darstellung charakterisiert. Sie zeigt im Längsschnitt durch einen Quellturm in irgendeiner angenommenen Höhe die Temperaturabweichung gegenüber der umgebenden Luft sowie die herrschenden Windströmungen, wie sie nacheinander in den drei Entwicklungsstadien auftreten. Die gestrichelte Kurve stellt die Verhältnisse im Vorstadium (Abb. 2) dar und zeigt, daß die Temperatur im Innern um 3° C über der Umgebung liegt und daß diese Differenz nach außen hin — gleichermaßen wie die Aufwindgeschwindigkeit — auf Null abnimmt. Diese augenfällige Änderung der Aufwindstärke über den Querschnitt der Wolke bietet eine interessante Ergänzung zu dem oben erläuterten Unterschied der Beobachtung mit Motor- und Segelflugzeug. Das Segelflugzeug kann ohne große Schwierigkeit das Gebiet des maximalen Aufwindes anfliegen und seine Stärke bestimmen. Das Motorflugzeug dagegen wird zwangsgesteuert im Geradeausflug auf irgendeiner Sekante den Querschnitt des Quellturmes in zirka 30 sec durchfliegen. Der Mittelwert aus einer großen Zahl solcher beliebiger Durchflüge wird logischerweise wesentlich geringer sein als der mit dem Segelflugzeug bestimmte Maximalwert. Je nach der Menge der einbezogenen trockenen Luft werden sich nun mit zunehmender Höhe die Verhältnisse im Innern des Quellturmes der Umgebung angleichen und weiteres Emporquellen verhindern. Man findet hier die Begründung für die seit langem bekannte Tatsache, daß nicht allein der Grad der Labilität für die Gewitterbildung allein maßgebend ist, sondern daß diese

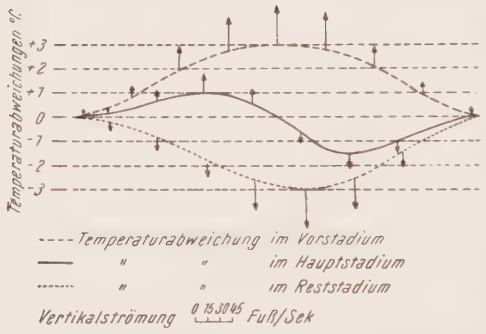


Abb. 9. Änderung von Temperatur und Luftströmung in der Gewitterwolke beim Durchlaufen der verschiedenen Stadien (BYERS und BRAHAM).

im hohen Maße von einer ausreichenden relativen Feuchte der Atmosphäre abhängig ist. Ein erster emporquellender Turm wird so garnicht zur vollen Höhe emporwachsen können. Ein zweiter, unmittelbar daneben aufstrebender Quellturm bezieht bereits auf einer Seite — statt der trockenen Luft der Umgebung — die feuchte gesättigte Luft des benachbarten Turmes ein. Er wird so weniger in seiner Entwicklung behindert und erreicht bereits größere Höhe. Ein dritter, der sich etwa seitlich zwischen zwei Türmen bildet, ist noch mehr begünstigt und erreicht vielleicht schon die Maximalhöhe und hat die Möglichkeit, zum Gewitterstadium anzuwachsen. Die so im Vorstadium beschleunigt aufsteigende Luftmasse wird vermöge ihrer Trägheit über die Obergrenze des feuchtlabilen Auftriebes hinaus emporsteigen, ehe sie zur Ruhe kommt. Sie ist hier dann kälter und schwerer als die umgebende Luft und beginnt langsam wieder abzusinken. Durch Einbeziehen weiterer trockener Luft aus der Umgebung tritt weitere Abkühlung der Wolkenluft ein, so daß der Abstieg nicht längs der Feuchtadiabaten erfolgt. Unterhalb eines bestimmten Niveaus wird die Wolkenluft kälter als die umgebende Luft sein und nun beschleunigt zum Boden abstürzen. Die immer vorhandene horizontale Windscherung und die Wechselwirkung mit benachbarten Zellen bringt eine Unsymmetrie in die Zellstruktur. Es wird daher dieses Abstürzen der Luft an einer Randseite beginnen und sich langsam zur Mitte und erst bei Nachlassen des Aufwindes über den ganzen Zellquerschnitt ausbreiten. Es entsteht so die Temperatur- und Windunsymmetrie des Hauptstadiums, wie sie durch die ausgezogene Kurve in Abb. 9 wiedergegeben wird und schließlich im Reststadium in die mit der punktierten Kurve dargestellten Verhältnisse übergeht. Es darf aber hierbei nicht außer Betracht gelassen werden, daß der fallende Niederschlag durch seine Scherwirkung wie auch durch die Abkühlung der ihn umgebenden Luft vermöge seines aus großen Höhen mitgebrachten Kälteinhaltes und besonders durch den bei seinem Schmelzen und Verdampfen unterhalb der 0°-Grenze stattfindenden Wärmeverbrauch an der Ausbildung des Abwindes entscheidend beteiligt ist. Ursache und Wirkung dieser schließlich mit verheerender Wucht am Erdboden ankommenden und divergierenden Kaltluft ist letzthin in der Arbeit von H. Faust [*21*] mehrfach diskutiert und gedeutet worden und durch die Ergebnisse des großzügig angelegten Thunderstorm Project nun in detaillierter Form in den Besitz unseres meteorologischen Wissens übergegangen.

Zusammen mit diesen neuen Erkenntnissen bietet sich uns folgendes Bild unserer erweiterten Vorstellung über die Ausbildung der Gewitterbewölkung: Bei einem vorgegebenen, zur Gewitterbildung ausreichenden Temperaturgradienten sind die orographischen Verhältnisse für die Auslösung und als Nährboden für den Aufwindstrom schlechthin ausschlaggebend. Stärkerer Wind in Bodennähe verhindert eine örtliche Ansammlung ausreichender Warmluft und trennt einen entstandenen Aufwindstrom von seinem Ursprung. Stärkerer Wind in der Höhe treibt den oberen Teil des Aufwindstromes durch horizontale Scherwirkung

ab. In beiden Fällen kann eine Gewitterbildung verhindert werden. Ein erster aufstrebender Quellturm kann durch Einbeziehen zu trockener Luft aus der Umgebung in seiner Entwicklung zum Stillstand kommen, ehe er seine Maximalhöhe erreicht hat. In unmittelbarer Nähe eines solchen Quellturmes wird nun nach Untersuchungen von F. H. SCHMIDT [22] durch vertikale Scherwirkung und Austausch auch die umgebende Luft zum Aufsteigen gezwungen und es werden in ihr neue Quelltürme bevorzugt zur Entwicklung gebracht. Es liegt hierin die Hauptursache der Ausbildung eines größeren Gewittergewölkes und die beobachtete „Nesterbildung" von Zellen. Ursprünglich durch zu trockene Außenluft behinderte Quelltürme können nun durch Einbeziehung der Wolkenluft dieser benachbarten Quelltürme ihre Entwicklung fortsetzen. Die äußeren Quelltürme gehen dann rasch in ihr Reststadium über, und ihr divergierender Abwind erzwingt unter der bevorzugten Zelle eine Konvergenz, die dieser erneuten Auftrieb bis zur vollen Entwicklung gibt. Diese vereinzelten bevorzugten Zellen, die sich mit Hilfe und auf Kosten benachbarter Zellen bilden und erhalten, stellen nach Ansicht des Verfassers die eigentlichen elektrisch aktiven Gewitterzellen dar, während die übrigen Zellen elektrisch inaktiv bleiben und dementsprechend nur Schauerwolken bilden. Betrachten wir mit dieser Vorstellung das Gewittergewölk (Abb. 5 und 6), so muß zuerst Zelle I und später Zelle VII die bevorzugte Zelle gewesen sein. Diese beiden Zellen waren schon bei der oben durchgeführten Besprechung der genannten Abbildungen, insbesondere durch den allein in ihnen festgestellten Hagel, aufgefallen. Die von BYERS und BRAHAM gemachte Feststellung, daß bei Beobachtung von Hagel der Aufwindstrom der Zelle im Durchschnitt merklich höher ist (Abb. 7, Kurve *c*), scheint den Kreis unseres Gedankenganges zu schließen.

Ist oben gezeigt worden, daß ein Mittelwert aus zahlreichen Durchflügen mit Motorflugzeugen durch eine Zelle in einer bestimmten Höhe keineswegs den Maximalwert des Aufwindes entsprechen kann, so ist ein Mittelwert aus Durchflügen durch alle Zellen eines Gewittergewölkes noch weiter von diesem Wert entfernt. Der Unterschied in der Aufwindgeschwindigkeit zwischen den Rhön- und Ohio- bzw. Florida-Gewittern liegt also tatsächlich wesentlich in der Meßmethode wie auch in der Gewitterbildung selbst begründet.

Es bliebe jetzt noch eine Auswertung der vom Thunderstorm Project gemachten Beobachtungen von Böen und Turbulenz in den Zellen. Wir hatten schon oben die Vermutung ausgesprochen, daß die charakteristischen Aufwindschlote der Rhön-Gewitter beim Durchflug mit Motorflugzeugen nur als kurzdauernde Vertikalböe beobachtet werden können. Nach Ansicht des Verfassers sind diese Aufwindschlote überhaupt die eigentlichen Träger des Aufwindes, und der großräumige, schwächere Aufwind eines Quellturmes ist im wesentlichen nur eine durch Mitbeschleunigung der umgebenden Wolkenluft hervorgerufene Erscheinung, ein Vorgang, wie ihn F. H. SCHMIDT für die den Quellturm umgebende wolkenfreie Luft erörtert hat. Es ist danach zwangsläufig, daß eine

Proportionalität der Stärke des Aufwindes im Schlot und derjenigen im weiteren Bereich des Quellturmes anzunehmen ist, die auch bei den vom Thunderstorm Project gemachten Beobachtungen von Vertikalböen (gusts) in Erscheinung treten muß. Diese Beziehung ist tatsächlich den Beobachtungen zu entnehmen, doch wird der Ursprung der Vertikalböen in die Scherzone zwischen den großräumigen Vertikalströmungen verlegt. Es ist sicher, daß an diesen Stellen starke Turbulenz auftritt; aber häufig haben diese Vertikalböen einen Querschnitt bis zu mehreren 100 Metern und Geschwindigkeiten, die die großräumigen Strömungen um mehr als 10 m sec übertreffen, so daß man Zweifel hegen kann, ob sich nicht doch dahinter die Aufwindschlote verbergen. Wenn auch nicht aus diesen Böenbeobachtungen, so doch an Hand der Radarbeobachtungen kommen Byers und Braham zu der Feststellung, daß auch innerhalb des Aufwindstromes einer Zelle, zeitlich und räumlich getrennt, mehr als ein Bereich maximaler Geschwindigkeit auftritt und in der Höhe zu selbständigen Quelltürmen Anlaß geben kann und somit das allgemeine Bild von dem horizontal-symmetrischen Aufwind mit der Höchstgeschwindigkeit in der Mitte nicht ganz korrekt ist. Es dürfte kein Zweifel sein, daß diese von Byers und Braham als „sub-cells" bezeichneten Gebilde der Ohio- und Florida-Gewitter mit den Aufwindschloten der Rhön-Gewitter identisch sind, in denen dann die der Kurve *d* (Abb. 7) entsprechenden Werte des Aufwindes erreicht werden dürften.

Nach Ansicht des Verfassers erscheinen dabei die Ergebnisse der Rhön-Gewitter-Beobachtungen durch die Beobachtungen des Thunderstorm Project durchaus bestätigt. Gleichzeitig lassen manche Niederschlags- und Strömungsbeobachtungen der Rhön-Segelflieger nach den amerikanischen Ergebnissen eine andere Deutung zu. Es sind hier die schon oben erwähnten auffällig schwachen Aufwinde zu nennen, die offensichtlich in ihrer Entwicklung gehemmten Quelltürmen zuzuordnen sind, während dafür bisher ein im Absterben befindlicher Aufwind angenommen wurde.

Haben wir bisher unser Augenmerk im wesentlichen auf den Aufwind gerichtet, so darf das nicht dazu führen, den Abwind in der Quellwolke für unwesentlicher zu halten. Ging bei einem Teil der Segelflieger die Meinung dahin, daß der in Gewitterwolken beobachtete Abwind nur durch eine unnormale Fluglage beim Ausscheren aus dem turbulenten Kranz des Aufwindstromes vorgetäuscht wäre, so müssen wir jetzt die Beobachtungen der Segelflieger durchaus ernst nehmen. Danach wird berichtet, daß einem Aufwind von nahezu 20 m/sec unmittelbar eine Abwindzone von 4 bis 6 m/sec folgte, während besonders in größeren Höhen die geordnete Aufwind- und Abwindströmung durch ein Gebiet allerstärkster Böigkeit getrennt ist. Bis in welche Feinheiten manche Segelflieger die Strömungsverhältnisse in der Gewitterwolke erkannt hatten, geht z. B. aus dem Flugbericht von Steinig hervor. Es wird hier von dem unsymmetrischen Aufbau der Quellwolke gesprochen, der durch das Nebeneinander von Aufwind und Abwind gekennzeichnet ist. Als Leitsatz für den Segelflieger stellt Steinig heraus, auf der „schwachen

Seite" der Wolke auszufliegen, worunter er die dem Abwindgebiet abgewandte Richtung versteht. Der Ausflug in der Richtung zum Abwind durch das stark turbulente Gebiet ist manchem Segelflieger zum Verhängnis geworden. Bei einem Ausflug auf der „schwachen Seite" dagegen wird rasch der Wolkenrand erreicht. STEINIG berichtet von einem an dieser Seite der Quellwolke außerhalb der Wolke befindlichen, bis in ziemlichen Abstand reichendes Aufwindfeld von etwa 2 m/sec, dessen Entstehung er auf Mitbeschleunigung der Luft durch den Aufwind zu erklären glaubt. Es zeigen sich also in diesen Vorstellungen durchaus die Grundzüge der Ergebnisse des Thunderstorm Project. Die in den Florida- und Ohio-Gewittern gemessenen Abwindgeschwindigkeiten liegen im Mittel zwischen 5 und 10 m/sec, doch sind auch Werte bis über 20 m/sec

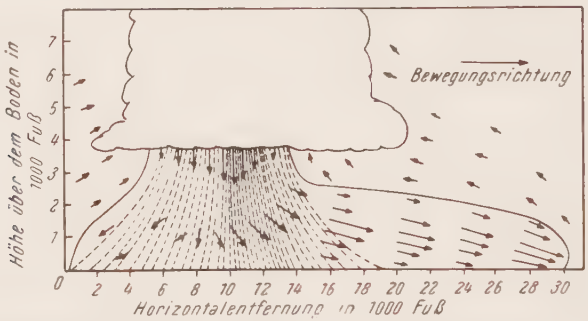

Höhe über dem Boden in 1000 Fuß
Bewegungsrichtung
0 1 2 3 4 5 6 7
2 4 6 8 10 12 14 16 18 20 22 24 26 28 30
Horizontalentfernung in 1000 Fuß

Abb. 10. Vertikalschnitt durch den Kaltluftdom unter einer Gewitterwolke im Hauptstadium (BYERS und BRAHAM).

angetroffen worden. Die für die Entstehung des Abwindes angeführten Argumente, die Scherkraftwirkung und die Abkühlung durch den Niederschlag sowie die frei herabfallenden, über das Ausgleichsniveau emporgeschossenen Wolkenluftmassen sind von BYERS und BRAHAM durch die oben erläuterte Wirkung der einbezogenen trockenen Außenluft erweitert worden.

Nach Ansicht des Verfassers scheinen aber die mitgeteilten Beobachtungsergebnisse darauf hinzuweisen, daß — wenigstens für die Auslösung des Abwindes — das von BYERS und BRAHAM vorgebrachte Argument allein ausschlaggebend sein dürfte. Dies würde heißen, daß auch in Quellwolken ohne Niederschlag die Ausbildung eines Abwindstromes möglich ist. Die Begründung dafür wäre in folgender Weise zu geben: Die hierfür maßgebliche Beobachtung zeigt, daß an einer Seite der Wolke bereits Abwind einsetzt, während die Wolke als ganzes gesehen noch in starkem Wachstum begriffen ist. Eine Wirksamkeit der oben zuerst genannten Argumente muß daher zwangsläufig ausscheiden. Erklärt werden kann diese Erscheinung durch eine grundsätzliche Unsymmetrie in der Entwicklung der Quellwolke. Hierfür gibt es drei Möglichkeiten: 1. die Drift der Wolke; 2. die orographischen Verhältnisse; 3. die Wechselwirkung mit benachbarten Quelltürmen. Die Über-

lagerung einer horizontalen Strömung über die vertikale Strömung in der Quellwolke bedeutet, daß das Einbeziehen der trockenen Außenluft auf der einen Seite gehemmt, auf der entgegengesetzten Seite dagegen gefördert wird. Diese horizontale Strömung bringt weiter die Tendenz mit sich, den Aufwindstrom von seinem orographisch bedingten Ursprung zu entfernen. Dadurch verlagert sich der Aufwindstrom auf die Seite der Wolke, die dem Ursprung der labilen Bodenluft am nächsten ist.

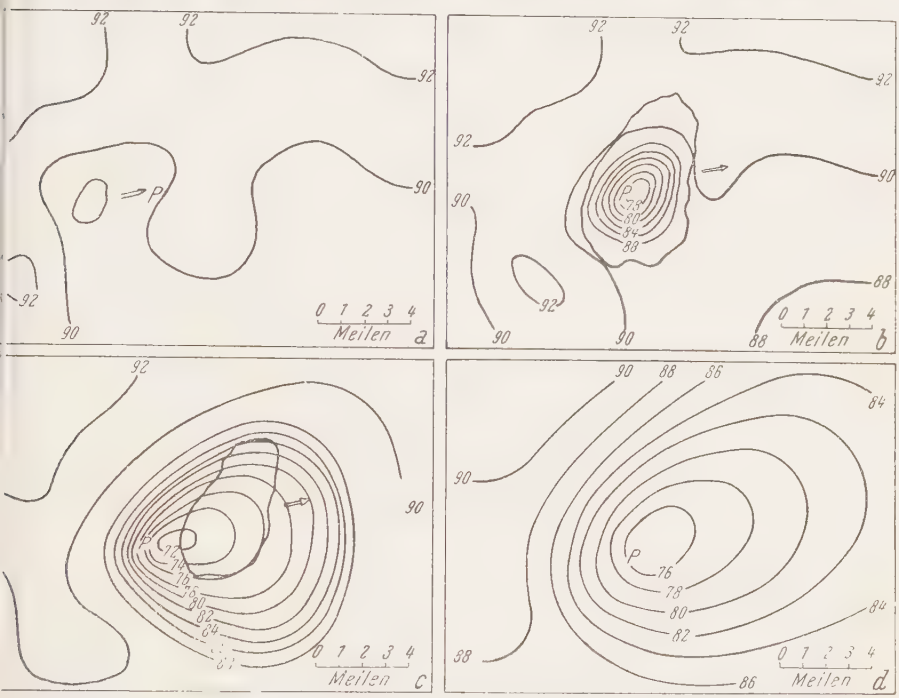


Abb. 11. Isothermenänderung unter der Gewitterwolke (Byers und Braham). *a*) Vorstadium; *b*) 20 Min. später, Beginn des Hauptstadiums; *c*) 40 Min. nach *a*, während des Beginnes des Reststadiums; *d*) 1^{20} Std. nach *a*, etwa 20 Min. nach Aufhören des Regens. (Der starke Linienzug umgrenzt das Radarecho. An der Station *P* trat der erste Regen auf.)

Weiter wird sich der Aufwind an der Seite am besten entwickeln können, die einem benachbarten Wolkenturm am nächsten ist, da hier die Außenluft feucht ist. Es ergibt sich also auf Grund der Wirkung eines oder gleichzeitig verschiedener der oben genannten drei Faktoren an einer Seite ein vom Aufwind benachteiligtes Randgebiet, in dem der restliche schwache Aufwind durch Einbeziehen der trockenen Außenluft erlischt und in der Folge in einen Abwind übergeht. Für die weitere Entwicklung des einmal ausgelösten Abwindes ist eine grundlegende Erscheinung maßgeblich. Das Ansaugen der trockenen Außenluft wächst für den Aufwind wie für den Abwind mit zunehmender Stärke. Für den Aufwind bedeutet dies eine zunehmende Schwächung, für den Abwind jedoch

eine zunehmende Stärkung. Der Aufwind wird also durch diesen Vorgang gedämpft - schwächt sich also selbst —, während der Abwind dadurch aufgeschaukelt wird — sich also selbst verstärkt. Es entsteht so das eigenartige Bild, daß der Abwind in mittleren Höhen an einer Seite ziemlich unvermittelt beginnt, während in der oberen Hälfte des Quellturmes, wo das Einbeziehen der Außenluft durch Divergieren des Aufwindes verhindert wird, über dem ganzen Querschnitt der Wolke noch Aufwind herrscht. Nach unten hin nimmt der Abwind an Stärke zu, beginnt unterhalb der Wolke zu divergieren und erzeugt den „Kaltluftdom" (cold dome), wie schematisch Abb. 10 zeigt. Das Auftreffen des kalten Abwindstromes am Boden und das Auseinanderfließen der Kaltluft zeigen in interessanter Weise die vier Isothermenkarten in Abb. 11. Mit Zunahme der Stärke drängt der Abwind — besonders im unteren Teil der Wolke — vom Rand des Quellturmes gegen das Aufwindgebiet vor. Ist die Zufuhr labiler Warmluft ausreichend, so bleibt ein starker Aufwind erhalten, und es entsteht so — besonders unterhalb der 0°-Grenze — ein unmittelbares Aneinandergrenzen von starkem Aufwind und Abwind. Das Hauptstadium befindet sich so auf seiner höchsten Entwicklungsstufe. Läßt der Aufwind nach, so breitet sich der Abwind zuerst im unteren Teil über den ganzen Querschnitt des Quellturmes aus, während in der Höhe noch Aufwind herrscht. Langsam setzt sich auch der Abwind nach oben hin durch und hat schließlich im Endstadium die ganze Wolke eingenommen. Diese dargestellte Anschauung zeigt also, daß Scherkraftwirkung und Abkühlung durch den Niederschlag nicht der grundsätzliche Anlaß für den Abwind sein können, jedoch ihn — besonders im späteren Stadium — sicher stark unterstützen.

C. Beobachtungen über elektrische Erscheinungen.

Nach der Darstellung der meteorologischen Verhältnisse in der Gewitterwolke soll nun versucht werden, die elektrischen Verhältnisse zu klären.

Man war hier lange Zeit auf die Beobachtung des elektrischen Feldes an Bodenstationen angewiesen, und die Vielseitigkeit der bei Gewittern beobachteten Änderungen ließ eine sichere Bestimmung der Raumladungsverhältnisse in der Wolke unmöglich erscheinen. Erst die vom Verfasser [*16 H, I*] eingeführte Berücksichtigung der Windscherung mit der Höhe ließ erkennen, daß jeglicher bei Gewittern beobachtete Feldverlauf sich einer einheitlichen Raumladungsanordnung in der Gewitterwolke zuordnen ließ.

Wie solche Registrierungen des elektrischen Feldes am Boden zeigen, ist das Vorstadium, also die Quellwolke an sich, unelektrisch. Sobald jedoch in der Wolke Niederschlag gebildet wird, zeigt sich erhebliche Ladungsbildung durch starke Vergrößerung der elektrischen Feldstärke am Boden, die von der in Gewittern meist nicht wesentlich verschieden ist. Es handelt sich hier also um die Schauerwolke, die als elektrisch inaktive Quellwolke zu bezeichnen wäre [*16 L*] und nach den aerologischen Feldmessungen von Simpson, Scrase und Robinson [*4*] [*23*] in ihrer

Raumladungsanordnung mit der der Gewitterwolke in ihrer wesentlich dipolaren — im oberen Teil positiv, im unteren Teil negativ geladenen — Raumladungsanordnung übereinstimmt. Als elektrisch aktiv wird man die Quellwolke in dem Augenblick bezeichnen [*16 L*], wenn Blitzentladungen — optisch oder elektrisch — bzw. Donner in Erscheinung treten, sie also zur Gewitterwolke ausgebildet ist. Wie die Beobachtungen gezeigt haben, treten Blitze und insbesondere Erdblitze erst dann auf, wenn der Niederschlag die ganze Wolke durchmessen hat und aus der Wolke als Fallstreifen sichtbar ausfällt. Man könnte dadurch geneigt sein, die Blitzentstehung in relativ unteren Schichten der Gewitterwolke anzunehmen. Die wenigen Blitzbeobachtungen der Segelflieger in der Wolke ergeben als Höhe des auffälligsten Auftretens von Blitzen 4000 m und zum Teil bis 5000 m, während die Wolkenobergrenze 10000 m Höhe überschreitet.

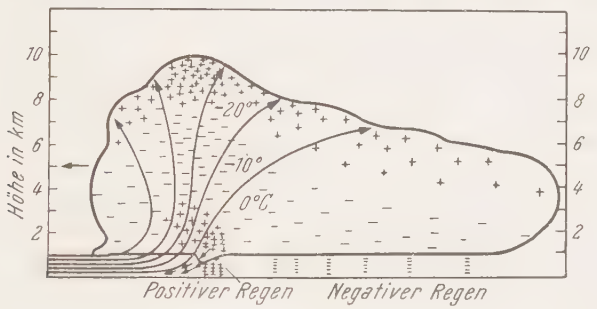


Abb. 12. Raumladungsverteilung und Luftströmung in einer Gewitterwolke (Simpson und Scrase).

Ihr Ursprung liegt so in der Nähe der 0°-Grenze mit einer Höhe von etwas mehr als 4000 m. Die Beobachtungen des Thunderstorm Project ergeben ebenfalls als häufigstes Blitzvorkommen und Blitzeinschlag in das Flugzeug den Bereich der 0°-Grenze (15000 ft).

Durch Vergleich von photographischer Aufnahme mit der Registrierung der elektrischen Feldschwankung ein und desselben Blitzes bestimmten B. F. J. Schonland [*24*] und D. J. Malan [*25*] in Südafrika den Ursprungsort des Erdblitzes aus den Vorentladungen, und zwar aus dem „dart leader" zu etwa 3 km Höhe und aus dem „stepped leader" etwa zur doppelten Höhe der Wolkenuntergrenze von 2 bis 2,5 km, mithin zu 4 bis 5 km Höhe. Dieses letztere stimmt ausgezeichnet mit den Gewittern der „19. Rhön" überein, bei denen die Untergrenze bei etwa 2000 m lag und mithin tatsächlich als doppelter Wert die oben erwähnte Höhe von 4000 m resultiert. Auch bei den Gewittern in Südafrika scheint danach — wenigstens der Erdblitz — seinen Ursprung im Bereich der 0°-Grenze zu haben. Als weiteren wesentlichen Anhaltspunkt für die elektrischen Verhältnisse in der Gewitterwolke sind die Ergebnisse der aerologischen Feldmessungen von Simpson, Scrase und Robinson [*4, 23*] zu werten, wie sie schematisch Abb. 12 zeigt. Hierzu ist zu bemerken, daß der Übergang der unteren positiven zur darüberliegenden negativen Raum-

ladung im Bereich der 0 -Grenze liegt. Der Schwerpunkt der negativen Raumladung liegt bei —10 ° C, während der Übergang zur oberen positiven Raumladung bei —20 ° C anzutreffen ist. Der Ursprung der Erdblitze ist nach obigen Ausführungen im elektrischen Feld am Übergang von der unteren positiven zur darüberliegenden negativen Raumladung anzunehmen. Ob die Wolkenblitze auch nur an dieser Stelle oder am Übergang von der negativen zur oberen positiven Raumladung ihren Ursprung haben, läßt sich mangels Beobachtungen nicht entscheiden.

Das in der Literatur häufig zu findende Argument, daß die untere positive Ladung für die Blitzbildung unmaßgeblich sei, da die ganz überwiegende Zahl der Erdblitze negative Ladung zur Erde bringt, wie besonders die direkten Blitzstrommessungen von K. B. McEachron [*26*] zeigen, ist als Trugschluß zu werten und beruht auf dem Irrtum der früheren Vorstellung, daß der Blitz die Raumladung der Wolke entlädt. Vielmehr hat sich gezeigt [*16 N*; *R*], daß die Toeplersche Theorie [*27*] des „elektrodenlosen Gleitfunkens" und die Simpsonsche Theorie [*28*] des Aufbaues eines Blitzkanals durch Ladungstrennung allein den Beobachtungstatsachen gerecht wird. Danach entsteht in dem zur Debatte stehenden Fall der Initialblitz im elektrischen Feld an dem Übergang von der unteren positiven zur darüberliegenden negativen Raumladung und bildet sich in der Weise aus, daß der negativ geladene Teil des Blitzkanals nach unten in die positive Raumladung eindringt, während der nach oben in die negative Raumladung eindringende Teil des Blitzkanals eine positive Ladung erhält. Einen interessanten Versuch, diesen Vorgang potential-theoretisch zu erfassen, hat H. W. Kasemir [*29*] unternommen. Er konnte zeigen, daß ein Erdblitz nur bei einer Unsymmetrie in der Stärke der Raumladungen entstehen kann, anderenfalls die beiden vorwachsenden Blitzenden in den Raumladungen stecken bleiben. In dem vorgegebenen Falle kann sich danach ein Erdblitz nur dann entwickeln, wenn die untere positive Raumladung kleiner ist als die darüberliegende negative Raumladung. Es wächst dann das negative Blitzende durch die positive Raumladung hindurch und gibt beim Aufstoßen auf den Erdboden seine Ladung an die Erde ab. Erreicht der Blitz den Erdboden nicht, so kompensieren die gegenpoligen Influenzladungen des Blitzkanals die Raumladungen der Wolke, ein Vorgang, der einer Entladung gleichwertig ist.

Das wesentliche Ergebnis der aerologischen Feldmessungen liegt in der Feststellung, daß — wie bereits eingangs erwähnt — die in der Gewitterwolke gemessenen elektrischen Feldstärken in der Größenordnung von 100 V/cm hinter der zur Blitzbildung notwendigen unverhältnismäßig zurückbleiben. Nur sehr kurzfristig werden diese Werte überschritten. In einfachen Schauerwolken sind diese Verhältnisse fast die gleichen, nur daß die untere positive Raumladung offensichtlich fehlt oder wenig ausgeprägt ist.

Der Versuch des Thunderstorm Project, die elektrischen Verhältnisse der Gewitterwolke durch weitere Messungen zu vervollständigen, ist leider durch Verwendung unzureichender Meßeinrichtungen ziemlich ge-

scheitert. Von den über 50 Bodenstationen, die mit Registriergeräten für Druck, Temperatur, Feuchte, Wind, Niederschlag usw. ausgerüstet waren, besaßen nur zwei eine luftelektrische Meßeinrichtung. Die luftelektrische Meßeinrichtung (je zwei Feldmühlen) der Flugzeuge — die offensichtlich Schwerpunkt der luftelektrischen Messung sein sollte — arbeiteten wegen der bekannten Schwierigkeit bei Messungen in Motorflugzeugen nicht einwandfrei. So waren die Ergebnisse bei Flügen oberhalb der 0 -Grenze durch Schnee infolge der starken Aufladung der Maschine nicht mehr auswertbar. Einige wenige brauchbare Meßreihen bei Flügen unterhalb der 0°-Grenze zeigen jedoch recht interessante Einzelheiten und ergänzen die genannten Ergebnisse von Simpson, Scrase und Robinson sehr vorteilhaft. So konnte die untere positive Raumladung im Bereich des Abwindes und des starken Niederschlags unterhalb der 0°-Grenze beobachtet werden. Durch in Abständen von 5 Minuten erfolgende Durchflüge konnte außerdem ihre Entwicklung verfolgt werden. Bei beginnendem Ausfall des Niederschlags sind die elektrischen Feldstärken — positiv wie negativ — relativ schwach. In 5 bis 10 Minuten bildet sich im Bereich des Abwindes und des Niederschlags hohe positive und außerhalb davon ebenso starke negative Feldstärke aus. Im Verlauf weiterer 10 Minuten schwächt sich der Abwind, der Niederschlag und damit gleichlaufend die positive Feldstärke ab, während der Bereich der negativen Feldstärke an Umfang und Intensität noch zunimmt und beim Aufhören des starken Niederschlags sich unter den gesamten Bereich der Zelle erstreckt. Abb. 13 gibt diese Verhältnisse in allen Einzelheiten wieder. Ein genaues Studium dieser Abbildung zeigt nach Ansicht des Verfassers einen bemerkenswerten Hinweis auf die Entstehung der unteren positiven Raumladung. Ein Vergleich der korrespondierenden Zeitpunkte der Durchfluglinie mit denen des zugehörigen Verlaufes des elektrischen Feldes zeigt, daß sich das Maximum der positiven Feldstärke mit der Verschiebung der Grenze des eingezeichneten Abwindgebietes (schraffiertes Kästchen) gegen das Aufwindgebiet hin von Durchflug zu Durchflug weiter mit nach links verschiebt und sich sogar in zwei Maxima — die beiderseitigen Scherungsgrenzen des Abwindgebietes kennzeichnend — aufspalten kann, wie es schon im Durchflug *2* angedeutet ist und im Durchflug *4* besonders in Erscheinung tritt. Ob es sich dabei um einen Effekt handelt, für dessen Wirksamkeit sprunghafte Strömungsunterschiede maßgeblich sind, wie z. B. beim Lenard-Effekt, oder ob es sich dabei lediglich darum handelt, daß nur an den Grenzgebieten mit vermindertem Abwind sich eine Raumladung — z. B. nach dem Faraday-Sohncke-Findeisen-Effekt an Graupel- und Hagelkörnern entstanden — ansammeln kann, während im Zentrum des Abwindes die geladenen Niederschlagsteilchen zu rasch abwärts befördert werden, um raumladungsbildend zu wirken, läßt sich nicht ohne weiteres entscheiden.

Die registrierten Feldstärken liegen bei diesen Messungen — und zwar am Boden wie auch in der Höhe — um $^1/_2$ bis 1 Größenordnung höher als diejenigen von Simpson, Scrase und Robinson. Als höchster Wert

wurden 3400 V/cm in zirka 4000 m Höhe gemessen, kurz bevor ein Blitz in das Flugzeug einschlug. Der Höhe entsprechend muß sich das Flugzeug in dem oben schon erörterten starken Feld an dem Übergang von der

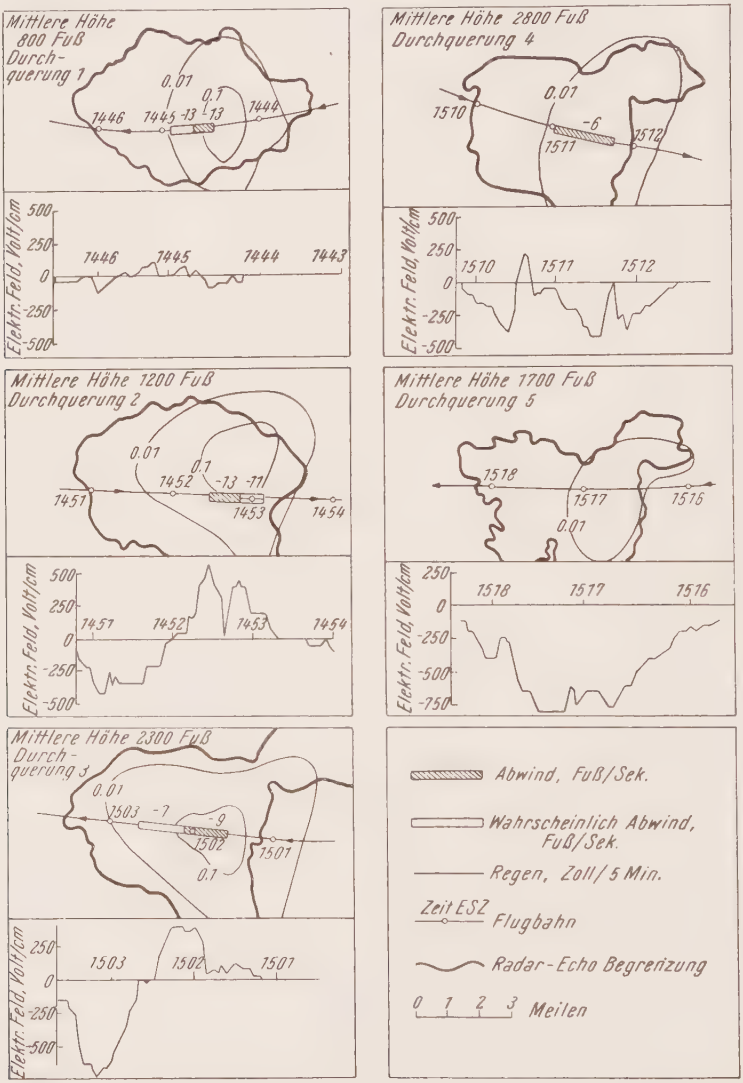


Abb. 13. Luftelektrische Feldmessung bei Durchflügen durch eine Gewitterwolke (BYERS und BRAHAM).

unteren positiven zur darüberliegenden negativen Raumladung befunden und offensichtlich durch Feldüberhöhung an der Maschine den Blitz selbst zur Auslösung gebracht haben. Bei Durchflügen in der Höhe der

0°-Grenze und darüber wurden ganz überwiegend negative Feldstärken beobachtet.

Zu einer gleichen Verteilung der Feldrichtung im unteren Bereich der Gewitterwolke kommt J. Küttner [*30*] auf Grund von Spitzenstrommessungen in 125 Gewittern und gewitterähnlichen Schauern auf der Zugspitze (etwa 3000 m). Auch diese Messungen zeigen im Ursprungsgebiet der Blitze klar die Existenz der positiven Raumladung im Bereich der 0°-Grenze, deren Durchmesser auf unter 500 m geschätzt wurde.

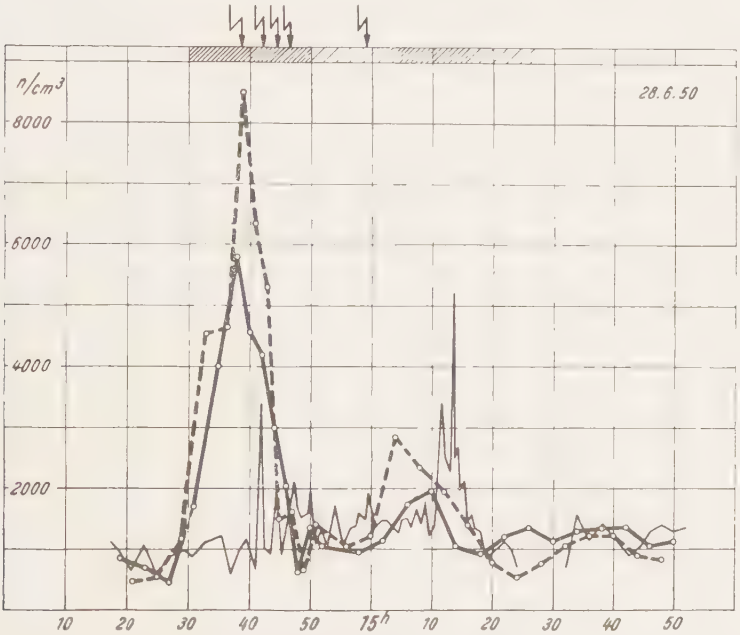


Abb. 14. Änderung der Ionenkonzentration während eines Gewitterregens (Norinder und Siksna). - - - - - - leichte negative Ionen, ——— leichte positive Ionen, ——— schwere positive Ionen.

Über die elektrische Ladung der Niederschlagsteilchen in der Wolke liegen Messungen von R. Gunn [*31*] vor, die sich jedoch nur auf Regenwolken ohne gewittrigen Charakter beziehen. Die Messungen erfolgten vom Flugzeug aus, und zwar derart, das die elektrisch geladenen Teilchen in einer hochisolierten Metallmanschette beim Vorbeifliegen Induktionsstöße hervorrufen, die mittels Kathodenstrahloszillographen registriert werden. Das Ergebnis zeigt; daß die Niederschlagselemente zwischen 8700 m und 3300 m Höhe positiv geladen, dagegen zwischen 6700 m und dem Boden negativ geladen sind. Es ergibt sich so ein positivpolarer Raumladungsaufbau mit einem breiten Übergangsgebiet gemischter Teilchenladung, an dessen unterer Grenze in etwa 3700 m die 0 -Grenze liegt. Eine Abschätzung der Größe der Raumladungen führt zu Werten, die eine für Blitzentladungen notwendige Größe erreichen, während

gleichzeitige Messungen der Feldstärke mit einer Feldmühlenanlage weitaus niedrigere Feldstärken ergeben. R. GUNN zieht daraus die Schlußfolgerung, daß die geladenen Niederschlagsteilchen von einer großen Zahl kleiner, schwächerer, aber entgegengesetzt geladener Teilchen teilweise neutralisiert werden und erst durch mechanische Kräfte (Aufwind) eine räumliche Trennung und damit das Entstehen gewittriger Raumladungen und Feldstärken ermöglicht wird.

Eine besondere Rolle spielt der Ionenhaushalt in der Gewitterwolke, insbesondere für die theoretischen Möglichkeiten der Elektrifizierung,

Abb. 15. Änderung der Konzentration der leichten Ionen während einer klaren, stillen Sommernacht (NORINDER und SIKSNA). - - - - - - negative Ionen, ——— positive Ionen.

die uns weiter unten noch beschäftigen werden. Sehr interessante Messungen des Ionengehaltes am Boden haben H. NORINDER und R. SIKSNA [32] durchgeführt. Wie aus Abb. 14 zu entnehmen ist, zeigt sich eine starke Erhöhung der Ionenkonzentration beim Gewitter im Bereich des starken Niederschlags. Hierbei ist die Zunahme der negativen Ionen (gestrichelt) wesentlich größer als die der positiven Ionen (ausgezogene Kurve). Es wird dieses darauf zurückgeführt, daß der Abwind in der Gewitterwolke die hoch ionisierte Luft aus der Wolke herabbefördert, während insbesondere zur Erklärung der Erhöhung der negativen Ionen auch der LENARD-Effekt — offensichtlich beim Aufprall der Regentropfen auf den Boden — herangezogen wird, da ihr Auftreten auch bei ruhigem, nicht gewittrigem Regen festgestellt worden ist. Eine ähnliche Erhöhung der Ionenkonzentration tritt nach Abb. 15 in ruhigen Nächten in der bodennahen Luftschicht auf. Für ihr entstehen wird die nächtliche Unterbrechung des Austausches verantwortlich gemacht, die sich in einer Anreicherung der Bodenemanation in den ersten Metern über dem Boden auswirkt. Nach Ansicht des Verfassers läßt sich auf Grund der An-

reicherung der Ionen in Bodennähe durch den fehlenden Austausch (Abb. 15) die Anreicherung der Ionen unter Gewittern zum Teil auch dadurch erklären, daß der am Meßort einsetzende Abwind den Ionenaustausch verhindert und in Wechselwirkung mit dem luftelektrischen Feld eine bevorzugte Anreicherung der negativen Ionen bewirkt.

Über Messungen der elektrischen Verhältnisse oberhalb der Gewitterwolke in 12 bis 15 km Höhe mit einem Flugzeug (B 29) berichtet G. R. Wait [33]. Es wurde die Feldstärke mittels Feldmühle, die Leitfähigkeit mittels Gerdien-Aspirators gemessen und aus beiden Werten auf den Vertikalstrom geschlossen. Die Ergebnisse aus 21 Gewittern mit 65 Flügen

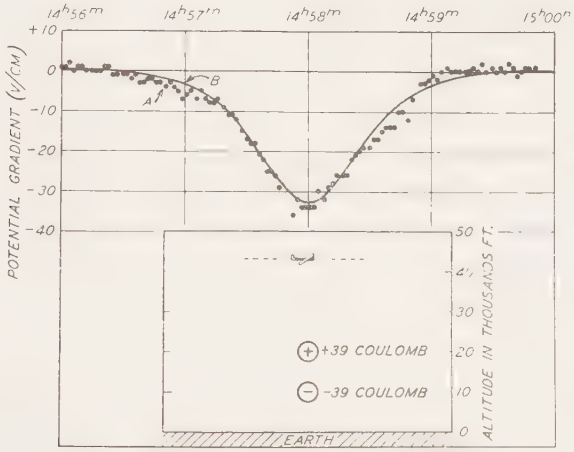


Abb. 16. Luftelektrische Feldmessung beim Überfliegen einer Gewitterwolke (G. R. Wait). *A* Beobachtet (Überflug Nr. 8 desselben Gewitters); *B* berechnet (nach dem gezeichneten Schema).

über Gewitterwolken weisen eindeutig auf die Existenz der oberen positiven Raumladung hin. Abb. 16 zeigt den Feldverlauf (Punkte) oberhalb der Gewitterwolke während eines Fluges. Von der normalen Feldstärke, die in diesen Höhen praktisch Null ist, nimmt diese über der Wolke bis auf —35 V/cm zu. Dieser Feldverlauf würde bei den vorgegebenen Dimensionen einer Raumladung von 39 Coulomb entsprechen, wie die Schemadarstellung und der zugehörige Feldverlauf (ausgezogene Kurve) zeigen. Stärker entwickelte Gewitter haben — abgesehen von größerer Feldstärke — einen komplizierteren Verlauf der Feldstärke, der sehr den Registrierungen am Boden beim Vorüberzug eines Gewitters ähnelt. Abb. 17 zeigt die Darstellung von drei Überflügen. Die Grundform der Feldverteilung bleibt im wesentlichen über den Zeitraum von einer Stunde unverändert, und zwar negativ, eine positive Raumladung im Gipfel der Gewitterwolke kennzeichnend. Die schnellen Änderungen werden als Folge von Bitzentladungen erklärt. Die Messungen der Leitfähigkeit zeigen, daß über der Gewitterwolke weder die positive noch die negative Leitfähigkeit gegenüber der ungestörten Umgebung

verändert ist. Der mittlere Strom, den ein Gewitter liefert, wurde zu 1 Ampere ermittelt, und zwar in der dem normalen Vertikalstrom entgegengesetzten Richtung.

Nach Ansicht des Verfassers macht Abb. 17 den Eindruck, als ob nicht alle Änderungen des Verlaufs der Feldstärke auf Blitzentladungen zurückzuführen sind. Vielmehr läßt sich die Struktur des Feldverlaufes eher durch den verschiedenartigen Entwicklungszustand der einzelnen

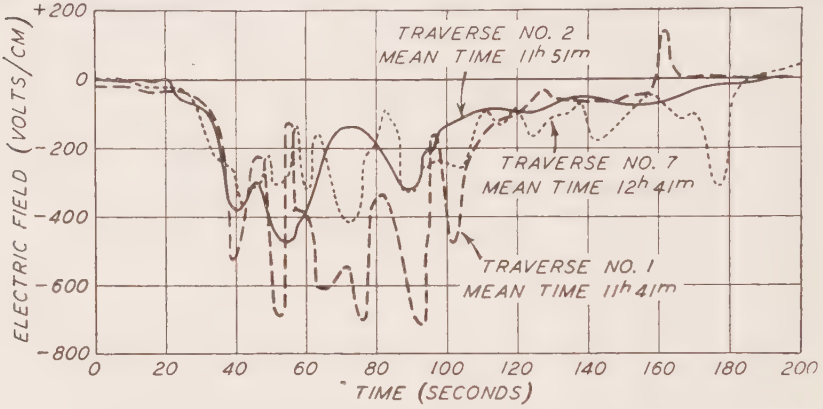


Abb. 17. Luftelektrische Feldmessungen beim Überfliegen einer Gewitterwolke (G. R. WAIT).

Quelltürme (Zellen) im gesamten Gewittergewölk erklären. Eine gleichmäßige obere positive Ladung ist danach erst in einem sehr späten Entwicklungszustand des Gewitters zu erwarten, wie Abb. 16 beweist, die den achten Flug über ein und demselben Gewitter darstellt.

D. Theorien über Elektrifizierung und Raumladungsbildung.

Wir haben jetzt das meteorologische und elektrische Geschehen in der Gewitterwolke nach unserer bisherigen Kenntnis der Dinge erörtert, und es gilt nun, beide miteinander zu verknüpfen. Mit anderen Worten soll dies heißen, daß jetzt nach den elektrifizierenden Vorgängen zu suchen ist, die bei den vorgegebenen meteorologischen Erscheinungen zu dem vorgegebenen elektrischen Erscheinungsbild des Gewitters führen.

Da wir wissen, daß die Elektrifizierung an die Niederschlagselemente gebunden ist, tritt nun die grundlegende Frage auf, ob die Elektrifizierung bei der *Bildung* der Niederschlagselemente eintritt, oder ob es sich dabei um Wirkungen handelt, die das *fertig gebildete* Niederschlagselement zur Voraussetzung haben. Nach aus der Technik entlehnten Ausdrücken unterscheidet man auch entsprechend, ob der elektrifizierende Vorgang an den Niederschlagselementen den Erregungsmechanismus in sich selbst enthält — Eigenpolung — oder ob der Vorgang einen Anstoß von außen braucht — Fremdpolung — und sich dann selbst verstärkt.

Das typische Beispiel der Fremderregung ist der von E. Wall [34] postulierte allgemeine „Asymmetrie-Effekt": „Jedes Teilchen, das in ionisierter Luft ein vertikales elektrisches Feld unter der Wirkung der Schwerkraft durchfällt, sucht eine elektrische Ladung anzunehmen, deren Vorzeichen gleich dem der dem Teilchen entgegenwandernden Luftionen ist. Seine Bewegung durch das elektrische Feld erfolgt deshalb unter Arbeitsaufwand auf Kosten der Schwerkraft und trägt zur Steigerung der Feldenergie bei". Es ist dieses also eine Verallgemeinerung der „Influenztheorie des Gewitters" von C. T. R. Wilson [2], wobei es die Niederschlagselemente mit ihrer Tendenz zum vertikalen Fall sind, die sich asymmetrisch zur Ionenwanderung bewegen. Es ergibt sich dabei eine Differenz zwischen dem Zustrom der aufsteigenden negativen und absinkenden positiven Ionen, die im vorgegebenen Falle des Erdfeldes eine zunehmende negative Aufladung der leitenden Niederschlagsteilchen bewirkt. Die rechnerischen Grundlagen für den Ioneneinfang durch Regentropfen und Eisteilchen liefern F. J. W. Whipple und J. A. Chalmers [35, 36]. Es zeigt sich dabei, daß einmal immer die Fallgeschwindigkeit der Tröpfchen und Eisteilchen höher sein muß als die Wanderungsgeschwindigkeit der Ionen in dem sich aufbauenden elektrischen Feld, und weiterhin noch ein vertikal aufwärtsgerichteter Luftstrom die nicht adsorbierten positiven Ionen in die oberen Wolkenpartien befördern muß, wenn eine Feldverstärkung eintreten soll. Aus diesen Gesichtspunkten heraus, wie auch aus der Tatsache, daß durch Adsorption die Wolke an Ionen verarmt, wird geschlossen, daß die Entstehung eines zur blitzerzeugenden Feldstärke auflaufenden elektrischen Feldes praktisch unmöglich ist. Wesentlich neuartig ist jedoch, daß E. Wall [34] an Stelle einer Zwangssteuerung durch das Erdfeld — dessen Betrag von etwa 1 V/cm reichlich klein erscheint, um mit Sicherheit die Richtung eines 10000mal stärkeren Feldes zu bestimmen — einen Ausweg sucht, indem er die elektrischen Dipole der Eiskristalle als wirksam heranzieht. Es ist dabei jedoch Voraussetzung, daß die Eisteilchen beim Fallen so ausgerichtet sind, daß der positive Pol nach unten zeigt. Sinkt ein Kristall derart herunter, so werden die negativen Ionen von der Unterseite angezogen und angelagert, während die positiven ihn im wesentlichen umströmen. Der Kristall lädt sich also beim Fallen ohne äußeres Feld auf. Im Ruhezustand ist jedoch der Ioneneinfang symmetrisch, und es findet lediglich eine Neutralisation des Dipolmomentes des Eiskristalles statt. Ein experimenteller Nachweis dieser Vorgänge fehlt bislang.

Ein weiteres Beispiel dieser Art von Elektrifizierung, bei der die Wechselwirkung der Niederschlagselemente mit den Ionen der Atmosphäre eine Rolle spielt, stellt die Theorie von J. Frenkel [37] dar. Er geht bei seinem Gedankengang von der aus der Elektrochemie der kolloidalen Lösungen abgeleiteten Tatsache aus, daß Wasser — sowohl in Form flüssiger Tropfen als auch in Form von Eiskristallen — eine größere Affinität zu negativen als zu positiven Ionen hat. Dieses wird nach L. Loeb, A. Kipp und A. Einarson [38] als Folge einer entsprechenden Orientierung der polaren Wassermoleküle in der Oberfläche von Wasser-

tröpfchen gedeutet. Tritt also in der Atmosphäre bei Vorhandensein von Ionen beiderlei Vorzeichens Kondensation ein, so nehmen die Wolkenelemente eine ihrer Größe proportionale negative Ladung an, während ein Überschuß positiver Ionen in der Luft verbleibt und die entstehende Ladung nach außen hin kompensiert. Die Ladungstrennung erfolgt nun durch die Schwerkraft, die im wesentlichen nur auf die Wolkenelemente wirkt. Das Absinken der Wolkenelemente findet sein Ende, wenn das entstehende — nach unten gerichtete — elektrische Feld so stark geworden ist, daß es die Schwerkraft gerade kompensiert. Nach plausiblen Abschätzungen lassen sich danach die in der Gewitterwolke beobachteten Feldstärken von größenordnungsmäßig 100 V/cm erklären, doch bereitet die Erklärung der Feldanstiege bis zur Blitzauslösung erhebliche Schwierigkeit.

Gleichfalls auf der polaren Eigenschaft der Wassermoleküle fußt der LENARD-Effekt [*6*], für dessen Wirksamkeit — Zerreißen der elektrischen Doppelschicht der Wasseroberfläche — jedoch eine sehr starke turbulente Luftströmung notwendig ist, genau im Gegensatz zu den oben genannten beiden Ionentheorien, die am besten bei Abwesenheit jeglicher Luftströmung nur unter dem Einfluß der Schwere arbeiten.

Einen dem LENARD-Effekt ähnlichen Vorgang glaubt J. A. CHALMERS [*39*] beim plötzlichen Gefrieren von unterkühlten Wassertröpfchen annehmen zu können, bei dem sich die elektrische Ladung eines Vorzeichens ohne Luftströmung vom gefrorenen Wassertropfen entfernen soll und dieses dabei mit entgegengesetztem Vorzeichen geladen zurückläßt. CHALMERS ist zu dieser Annahme — die noch der experimentellen Bestätigung bedarf — durch die Tatsache geführt worden, daß die Trennungsschicht zwischen der von SIMPSON und SCRASE [*4*] in der Gewitterwolke festgestellten bipolaren Raumladungs-Doppelschicht gerade in einem Temperaturgebiet liegt, das tatsächlich mit der Grenze zwischen den unterkühlten Wassertröpfchen und dem Beginn der Eiskristalle zusammenfällt.

SIMPSON und SCRASE [*4*] selber sehen die Entstehung dieser bipolaren Raumladungsschicht als Folge einer Reibung der Eiskristalle aneinander, wobei sich die Eiskristalle negativ und die umgebende Luft positiv aufladen sollen. Diese Vorstellung baut sich auf Messungen auf, die G. C. SIMPSON [*40*] in arktischen Gebieten bei Schneetreiben gewonnen hat. Aus den gleichen Beobachtungen zieht K. KÄHLER [*41*] jedoch gerade den entgegengesetzten Schluß, daß sich nämlich die Eiskristalle positiv und die umgebende Luft negativ aufladen. Auf die Gewitterwolke übertragen, würde also beim Absinken der Eiskristalle durch die Schwere nach der Vorstellung von SIMPSON sich die beobachtete positiv-polare Raumladung ausbilden, während sich nach der Vorstellung von KÄHLER eine negativ-polare Raumladung ergibt.

Es ist ein besonderes Kennzeichen aller Experimente zur Klärung der Gewitterelektrizität, daß besonders bei Eisteilchen wohl — zum Teil erhebliche — Ladungsbildung beobachtet wird, jedoch das Vorzeichen von Beobachter zu Beobachter wechselt. Es hängt also sehr von den

Versuchsbedingungen ab, was die Sache nicht einfacher und ihre Projizierung in die Wolke um so schwieriger gestaltet, als hier die Bedingungen noch unübersichtlicher sind.

Ein typisches Beispiel hierfür sind die schon eingangs erläuterten Findeisenschen Untersuchungen über die elektrischen Erscheinungen bei der Eisteilchenbildung. Diese Untersuchungen der Ladungsbildung bei Reifbildung und Vergraupelung sind von C. Kramer [*42*] in aller Ausführlichkeit wiederholt worden. Er konnte die Tatsache der Ladungsbildung bestätigen, nur daß das Größenverhältnis zwischen Anreifung und Vergraupelung statt 1:1000 nur 1:100 gefunden wurde. In der Vorzeichenbildung zeigten sich jedoch Unterschiede. So wurde der beim Bereifungsversuch in der Meßapparatur beobachtete zuerst positive und dann negative Potentialverlauf von Findeisen so gedeutet, daß der positive Anteil auf Anreifung, der negative auf Abreifung (Verdampfung) zurückzuführen ist. C. Kramer deutet dagegen den Vorgang so, daß sowohl der positive Teil wie auch der anschließende negative Anteil als Anreifung zu bezeichnen ist und der anfängliche positive Potentialverlauf nach Ablagerung der ersten uniform orientierten Kristallschicht in einen negativen übergeht und der Anreifung damit insgesamt ein negatives Vorzeichen zuzuordnen wäre. Die Abreifung (Verdampfung) wird dagegen als unelektrisch bezeichnet. Für den Vergraupelungsvorgang fand Findeisen positives, C. Kramer jedoch negatives Vorzeichen. Es besteht wohl kaum ein Zweifel, daß bei diesem relativ starken elektrischen Effekt beide Beobachter an ihren Apparaturen das Vorzeichen richtig bestimmt haben, der Unterschied also nur in den etwas unterschiedlichen Untersuchungsbedingungen zu suchen ist. Besonders bemerkenswert erscheint die Beobachtung von C. Kramer, daß die bei der Anreifung zu einem negativen Potential tendierende Aufladung bei plötzlicher Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit starke positive Potentialsprünge aufweist. Diese Erscheinung, die im einzelnen noch ungeklärt ist, tritt besonders dann auf, wenn die Luft an der Reifoberfläche einer Temperaturerniedrigung durch adiabatische Expansion unterliegt, wobei hohe relative Feuchte und ausreichende Anzahl von Kondensationskernen eine wesentliche Rolle zu spielen scheinen. C. Kramer kommt dabei zu der plausiblen Schlußfolgerung, daß die im Aufwindstrom des Gewitters entstehenden Eisteilchen durch diesen Effekt infolge der adiabatischen Expansion beim Aufsteigen positive Ladung und beim späteren Absinken durch weitere Anreifung wieder negative Ladung annehmen, so daß sich der geforderte positiv-polare Raumladungsaufbau erklärt.

Eine weitere Möglichkeit der Elektrifizierung von Eisteilchen sieht F. Rossmann in der pyroelektrischen Erregung, also der elektrischen Polarität der Eiskristalle. Diese für hemimorphe Kristalle von F. Rossmann [*43*] vorhergesagte elektrische Kristallpolarität konnte von ihm [*44*] experimentell bestätigt werden. Dabei ergab sich ein Effekt, der um etwa eine Zehnerpotenz größer als bei Turmalin ist. Den Feldaufbau in der Gewitterwolke denkt sich F. Rossmann in der Weise, daß eine Gleichordnung der hemimorphen Kristalle durch den Luftwiderstand erfolgt

und von dem entstandenen überwiegenden Feld des bereits gleichgerichteten Wolkenanteils der Zirruskappen ein Drehmoment auf die übrigen Dipoleisteilchen ausgeübt wird. Die schwebenden Teilchen, an denen Schwerkraft und Luftwiderstand annähernd im Gleichgewicht stehen, folgen selbst solchen geringfügigen Wirkungen, sofern sie, wie hier, lange genug wirken können. Mit wachsender Teilchengröße und Teilchenzahl greift die Gleichordnung immer mehr nach unten durch, und zwar in dem Maße, wie sich der Eisteil der Wolke durch Wachsen der Graupel- und Hagelkörner nach unten durchsetzt. Da die Form nur in der Orientierung des vorgegebenen Molekülgitters zum Erstarren kommt, bleibt der Dipol erhalten, wie P. G. Owston und K. Lonsdale [*45*] bei röntgenspektroskopischen Untersuchungen an Hagelkörnern nachweisen konnten.

E. Schlußbetrachtung.

Ein Blick in die jüngste Gewitterliteratur läßt erkennen, daß sich zwei verschiedene Grundanschauungen über den Vorgang des Gewitters abzeichnen. Nach Ansicht des Verfassers bedeutet die elektrische Wesensgleichheit zwischen Schauer und Gewitterwolke, daß das Charakteristische des Gewitters durch die Art der bisherigen Messungen, wie sie oben dargestellt sind, gar nicht erfaßt worden ist. Wie besonders die Messungen von R. Gunn [*31*] im Nimbostratus wahrscheinlich machen, bedeutet die bipolare elektrische Grundform der Wolke vielmehr das Kennzeichen der Niederschlagselektrifizierung schlechthin. In gewissem Sinne mag als Gewitterkriterium jedoch die untere positive Raumladung gelten, zumal der in diesem Gebiet zu suchende Ursprung der Erdblitze solches wahrscheinlich macht. Dieser Tatbestand führte zur Postulierung der Ladungsgleichgewichtstheorie der Gewitterwolke [*16* Q]. Diese besagt, daß — wie bei jeder Elektrisiermaschine — der elektrische Zustand einem Gleichgewicht zustrebt, bei dem die Kräfte der Aufladung, die Verluste, die durch langsamen Ausgleich der Ladungen und durch den Abtransport mit dem Niederschlag entstehen, gerade decken. Dieses großräumige bipolare elektrische System läuft nach den Messungen bis zu einer Feldstärke von der Größenordnung von 100 V/cm auf. In diesem Gleichgewichtszustand ist also eine Blitzentladung unmöglich. Da trotzdem Blitzentladungen auftreten, müssen also — dem Nimbostratus und der Schauerwolke gegenüber — nur dem Gewitter eigene Vorgänge wirksam sein, um die notwendige Feldstärke zu erzeugen. Es liegt in der oben geschilderten Art des elektrischen Systems, daß dieses Gleichgewicht nur durch einen plötzlich einsetzenden sehr schnellen Vorgang im Sinne einer Feldverstärkung verschoben werden kann, d. h. die Aufladung muß so schnell und stark vor sich gehen, daß die entgegenwirkenden Kräfte nicht Zeit haben, das entstehende Feld entscheidend zu schwächen. Es ergibt sich ferner zwangsläufig, daß ein solcher Vorgang zudem nur engräumig auftreten kann. Die oben erwähnten, tatsächlich von Simpson und Scrase [*4*] durch Funkenentladungen an den Elektroden ihrer Registriergeräte festgestellten, kurzfristigen Überschreitungen der Feldstärke von 100 V/cm, mögen als Beweis für diese Vorstellung herangezogen werden.

Die Erklärung dieser Erscheinung — wie es aus dem elektrischen Ladungsgleichgewicht zur Instabilität des Blitzvorganges kommt — ist damit die eigentliche Kernfrage der Gewittertheorie geworden, während die Deutung der großräumigen Bipolarität dagegen nur von untergeordneter Bedeutung ist.

Da nach unseren bisherigen Ausführungen die Elektrifizierung an den Niederschlag gebunden ist, wird die Lösung dieses Problems in einer besonders starken und kurzzeitigen Niederschlagsbildung unter Mitwirkung geeigneter Strömungsverhältnisse zu suchen sein. Ausgehend von der von A. Schmauss [*11*] zuerst für atmosphärische Vorgänge herangezogenen kolloidalen Betrachtungsweise, glaubt der Verfasser [*16 E*], auch hier die den kolloidalen Systemen eigene Instabilität bzw. Metastabilität als maßgeblich in Betracht ziehen zu müssen. Als solche metastabilen Zustände sind aus der Wolkenphysik die Unterkühlung der Wolkentröpfchen und die Wasserdampfübersättigung für Eiskristalle bekannt. So ist auch wohl die immer noch sehr mysteriöse Bildung des für die Gewitterwolke charakteristischen Hagels als Folge solcher kolloidal metastabiler Zustände anzusehen.

Der unmittelbare Zusammenhang der Blitzentstehung mit spontaner engräumiger Niederschlagsbildung ist aus der oben bereits erwähnten allgemein bekannten Erscheinung zu ersehen, daß am Ende der Gewittertätigkeit unvermittelt noch ein Blitz entsteht, dem ein kurzer Regenguß folgt. Die allgemein geübte Erklärung hierfür ist die, daß die durch elektrostatische Anziehung in der Wolke suspendiert gehaltenen Regentropfen nach der Entladung freigegeben werden und nun, der Schwerkraft folgend, als Regen ausfallen. Eine neue Stütze muß dieser Anschauung durch die von V. J. Schaefer gemachte Entdeckung zugestanden werden, daß durch Erschütterung ein Zusammenfluß der Wolkenelemente zu Regentropfen eintreten kann, wenn auch hierbei nicht das elektrische Wesen, sondern die vom Blitzkanal ausgehende Druckwelle (Donner) maßgeblich ist. In beiden Fällen ist also die Niederschlagsbildung nicht Ursache, sondern Folge des Blitzes. Nun die Gegenargumente: Nehmen wir für die Fallgeschwindigkeit der großen Regentropfen 5 m/sec an, so bedarf es zum Durchfallen von 1000 m Höhe einer Zeit von etwa drei Minuten. Da aber die Wolkenuntergrenze und insbesondere das für die Raumladungsbildung maßgebliche Gebiet meist wesentlich höher liegt, der Abstand zwischen Blitz und Niederschlag aber sehr häufig viel weniger als eine Minute, in Einzelfällen wenige Sekunden ausmacht, muß also die Niederschlagsbildung bereits vor dem Blitz in Tätigkeit getreten sein. Eine bemerkenswerte Stütze dieser Vorstellung können wir der Mitteilung von W. Trabert [*46*] entnehmen, daß auf dem Pikes Peak (Colorado, 4300 m) im gleichen Fall grundsätzlich zuerst der plötzliche Niederschlag einsetzt und dann der Blitz erfolgt. Dieser Bergbeobachtung stellt Trabert die in der Ebene beobachtete umgekehrte Folge der Erscheinungen gegenüber. Diese Gegenargumente lassen es somit naheliegend erscheinen, die Blitzentstehung als Folge plötzlicher Niederschlagsbildung zu deuten.

Eine dieser Anschauung völlig diametrale Vorstellung entwickeln E. WALL [*34*] und H. ISRAËL [*47*]. Die wesentliche Frage, wie es zu der für das Gewitter charakteristischen Blitzentladung kommt, wird als nebensächlich betrachtet, und dem Blitz selber die Deutung eines untergeordneten Begleitumstandes gegeben. Vielmehr gehen sie von dem Standpunkt aus, daß es für eine Gewittertheorie ausreichend ist, die bipolare Raumladungsanordnung der aerologischen Feldmessung von SIMPSON, SCRASE und ROBINSON mit einer Maximalfeldstärke von 100 V/cm zu erklären. Es wird solches deswegen für befriedigend erachtet, weil damit die Frage nach der Aufrechterhaltung des luftelektrischen Feldes der Erde, wie sie in der Gegenstromtheorie ihren Ausdruck findet, erklärbar wird. Um dieser Theorie — deren Problematik der Verfasser [*48*] kürzlich aufgezeigt hat — also gerecht zu werden, wird ein „physikalisches Gewitter" einem „meteorologischen Gewitter" (mit Blitz und Donner) gegenübergestellt, wobei es sich offensichtlich um eine Neufassung der Begriffe „Niederschlagselektrizität" und „Gewitterelektrizität" handelt. Zur Erklärung dieses „physikalischen Gewitters" muß E. WALL [*34*] noch eine weitere sehr wesentliche Annahme machen: „Das Gewitter, mit dem wir uns beschäftigen, hat sein unheimlich wogendes Leben abgelegt, dafür ist es in allen seinen Teilen einfachen Regeln unterworfen und kann so, wie wir es uns in Gedanken vorstellen, beliebig lange arbeiten". Diese Annahme ist insofern notwendig, als der „Asymmetrieeffekt" nur dann erfolgreich arbeitet, wenn er über lange Zeit an einem nur der Schwere unterliegenden Niederschlag wirksam werden kann.

Wieweit nun eine solche Annahme von den tatsächlichen Gegebenheiten abweicht, ist z. B. jedem Segelflieger geläufig und auch die Ergebnisse des Thunderstorm Project [*17*] haben gezeigt, daß es in der Gewitterwolke doch unheimlich wogt, blitzt und donnert. Nach Ansicht des Verfassers ist die Definition eines „physikalischen Gewitters" sehr bedenklich, zumal WALL und ISRAËL meist doch nur das Wort „Gewitter" verwenden, wenn der konstruierte Sonderfall gemeint ist, wie z. B. in der These, daß der Blitz „entsprechend dem Kewer Aufstiegsbefund kein prinzipiell notwendiger Bestandteil der Gewittermaschine, sondern nur verhältnismäßig nebensächliche Begleiterscheinung ist". Bei solcher Art von Betrachtungsweise ist man zu einem sinnfälligen Vergleich geneigt, dahingehend, die Schauerwolke als „physikalische Schauerwolke" zu bezeichnen und sich zu ihrer Charakterisierung mit der Tatsache der Wolkentröpfchenbildung zu begnügen, da sie zur Erklärung des großräumigen Bedeckungsgrades des Himmels ausreicht, während dem Regenschauer als solchem die Deutung eines untergeordneten Begleitumstandes gegeben wird, dessen Erklärung vor noch nicht langer Zeit — wenn nicht noch heute — die gleiche Schwierigkeit wie beim Blitzvorgang bereitete. Nach Ansicht des Verfassers ist es nicht ganz angängig, einen kleinräumigen Vorgang, wie ihn die Gewitterwolke darstellt, statt durch ihre wesentliche Erscheinung — Blitz — durch ein untergeordnetes Kennzeichen — Bipolarität — zu charakterisieren, um eine großräumige Nebenerscheinung — das luftelektrische Erdfeld — erklären zu können,

zumal es sich dabei um etwas handelt, das der Gewitterwolke, der Schauerwolke und dem Nimbostratus gleichermaßen zuzuordnen ist.

Sehen wir im weiteren von der Diskrepanz dieser Betrachtungsweise ab und machen wir den Versuch, aus einer Verknüpfung der oben erörterten bisherigen und besonders der neuen Erkenntnisse über das meteorologische und elektrische Geschehen zu einer Synthese des Gewittervorganges vorzudringen. Um nun zu einem Aspekt zu gelangen, der das Gewitter nach dem augenblicklichen Stand der Forschung kennzeichnet, wollen wir einige Grundsätze an die Spitze unserer Erörterung stellen. Als solche wurden von E. Wall [*34*] folgende zwei Sätze postuliert:

1. Grundsatz. In den riesigen Abmessungen eines Gewitters können sonst unbeachtete Elementarvorgänge zur Auswirkung kommen, die in den kleinen Verhältnissen eines Laboratoriums keine Rolle spielen. Deshalb muß jeder Effekt in seiner quantitativen Auswirkung über die in Frage kommenden Räume abgeschätzt werden.

2. Grundsatz. In einem so riesigen Gebilde sind die physikalischen Bedingungen keineswegs homogen. Es werden also aller Erwartung nach neben- und übereinander mehrere Mechanismen der Elektrizitätsproduktion in Tätigkeit treten können. Es wäre falsch, mit dem vorgefaßten Glauben an eine elementare Einheitlichkeit der Gewittermaschine an die Erscheinungen heranzutreten.

Diese allgemeinen Grundsätze sind naheliegend und unbedingt als richtig anzuerkennen. Darüber hinaus müssen aber nach Ansicht des Verfassers noch weitere spezielle Voraussetzungen erfüllt sein, um dem Gewittervorgang gerecht zu werden. Die Feststellung von E. Wall: „Die Elektrisiermaschine des Gewitters läuft mit der Bildung und dem Fall von festen Niederschlagselementen an, also dann, wenn das Absinken von Teilchen unter Schwerewirkung beginnt", entspricht den Beobachtungen bestenfalls beim Auftreten von sehr großen Hagelkörnern. Es zwingen die Beobachtungen vielmehr zu folgender Vorstellung:

1. Voraussetzung. Im Hauptstadium — also im Stadium des eigentlichen Gewitters — ist die Geschwindigkeit der Auf- und Abwinde vielfach größer als die Eigenbewegung der Ionen im elektrischen Feld und der freie Fall der Niederschlagselemente. Eine Sedimentation, wie auch eine Relativbewegung der Niederschlagsteilchen gegenüber den Ionen im Sinne des Asymmetrieeffektes, ist im wesentlichen unmöglich.

Die Tatsache, daß der Gewittervorgang in einem mit Ionen erfüllten Raum vor sich geht, ist für den Vorgang der Elektrizitätsbildung von grundsätzlicher Bedeutung und läßt sich in folgender Weise umreißen:

2. Voraussetzung. Für die Elektrifizierung durch einen fremdgepolten Vorgang ist das Vorhandensein von Ionen erforderlich; verarmt die Wolke an Ionen, so ist der Vorgang behindert, da die Elektrizitätsträger fehlen. Für die Elektrifizierung durch einen eigengepolten Vorgang ist das Vorhandensein von Ionen hinderlich; werden die Ionen in der Wolke angereichert, so ist der Vorgang behindert, da eine Neutralisation der geladenen Teilchen durch die Ionen eintritt.

Aus dieser Tatsache folgt die wesentliche Schlußfolgerung:

3. Voraussetzung. Alle elektrifizierenden Vorgänge, die in Wechselwirkung mit Ionen Raumladungen aufbauen, sind um so wirksamer, je längere Zeit ihnen hierfür zur Verfügung steht, wobei die Luftströmungen vernachlässigbar klein und ziemlich laminar sein müssen. Alle elektrifizierenden Vorgänge, deren Wechselwirkung mit Ionen den Aufbau der Raumladungen behindert, sind um so wirksamer, je kürzere Zeit zu ihrer Bildung notwendig ist, wobei ihnen Luftströmungen und Turbulenz von Vorteil sein können.

Hat sich ein bestimmtes elektrisches Feld in der Wolke ausgebildet, so ist ein weiterer grundsätzlicher Effekt zu beachten:

4. Voraussetzung. Die mit Fremdpolung arbeitenden Vorgänge werden in jedem Fall das vorgegebene elektrische Feld verstärken. Die mit Eigenpolung arbeitenden Vorgänge können, je nach Eigenart des Grundeffektes, unter der Wirkung von Influenzladungen an den geladenen Teilchen ein vorgegebenes oder selbsterzeugtes Feld verstärken, schwächen oder sogar umkehren.

5. Voraussetzung. Der Aufbau des Feldes wird einmal begrenzt durch den Abtransport der Raumladung mit dem ausfallenden Niederschlag, was besonders für schwere Niederschlagsteilchen zutrifft, zum anderen durch elektrostatische Anziehung der entgegengesetzt geladenen Teilchen, was aber nur bei sehr leichten Niederschlagsteilchen eintreten kann. Wesentlich ist in jedem Falle dabei, in welchem Ausmaß und in welcher Zeit die meteorologischen Verhältnisse geeignete Niederschlagsteilchen bereitstellen.

Der Zeitfaktor spielt bei der Betrachtung des Gewittervorganges eine ausschlaggebende Rolle. Anhaltspunkte ergeben sich aus der Beobachtung der Zeitdauer der Existenz der Entwicklungsstadien: Vorstadium 10 bis 15 Minuten; Hauptstadium 15 bis 30 Minuten; Reststadium 30 Minuten. Nach dem Radar-Echo ist das Vorhandensein von größeren Niederschlagsteilchen in einem Quellturm auf nur 20 Minuten beschränkt. Weiter zeigt die Beobachtung der Feinstruktur der Blitzfeldschwankungen und der Blitzfolge [*16 X*], daß das einzelne „Aktivitätszentrum" nur 5 bis 10 Minuten existiert und etwa jede Minute einen Blitz erzeugt. Aus diesen Ergebnissen folgt:

6. Voraussetzung. Die elektrifizierenden Vorgänge müssen in der Lage sein, in wenigen Minuten ein zur Blitzauslösung notwendiges Feld aufzubauen, brauchen aber nicht länger als 5 bis 10 Minuten arbeitsfähig zu sein.

Diese in den obigen Voraussetzungen niedergelegte Vorstellung ergab zusammen mit dem vom Verfasser [*16* C, F, G] aus den Rhön-Segelflugbeobachtungen abgeleiteten Strömungsmechanismus für die seinerzeit bekannten Effekte der Elektrifizierung in der Gewitterwolke folgende Wirkungsmöglichkeiten:

Im Aufwindstrom zeigte sich als einzige Möglichkeit die von Findeisen beobachtete Aufladung der Eisteilchen oberhalb der 0°-Grenze. Die zur Raumladungsbildung notwendige Trennung der verschieden

geladenen Eisteilchen war nur in der Höhe im divergierenden Luftstrom durch seitliche Aussonderung nach der Schwere möglich. Bei anhaltendem Aufwind über dem Gesamtquerschnitt der Wolke war ein Absinken der Eisteilchen, denen überwiegend eine Sinkgeschwindigkeit von der Größenordnung 1 m/sec zuzuordnen ist, unmöglich. Lediglich die beobachteten Graupel- und Hagelkörner waren imstande, gegen den Aufwind außerhalb des eigentlichen Schlotes zu fallen. An ihnen bestand beim Durchfallen der unterkühlten Wolkenzone die Möglichkeit einer erneuten Ladungsbildung durch den Findeisenschen Vergraupelungseffekt, der nach Ansicht des Verfassers mit dem FARADAY-SOHNCKE-Effekt identisch ist und sich in einer positiven Aufladung der Hagelkörner und einer negativen Aufladung der durchfallenden Wolkenzone äußern soll. Ferner wurde hervorgehoben [*16* G], daß in den Gebieten, wo der fallende starke Niederschlag die Möglichkeit hätte, den Aufwindschlot zu berühren, der LENARD-Effekt (SIMPSON-Theorie) wirksam werden kann (1. Gewitterstadium).

Erst wenn der Aufwind nachzulassen beginnt, kann die Ionenadsorption im Sinne der Wilsonschen Influenztheorie durch Absinken der leichten Niederschlagselemente — beginnend an den äußeren Partien der Wolke — zu Raumladungsbildung führen (2. Gewitterstadium), die bis zum völligen Ausfall der Niederschlagselemente anhält (3. Gewitterstadium).

In einem großen Gewittergewölk befinden sich meist mehrere Aufwindschlote in Tätigkeit, und zwar, nacheinander entstehend, in irgendeinem der drei gekennzeichneten Stadien. Dabei ist die Lebensdauer der einzelnen Schlote im Verhältnis zur Gesamtdauer des Gewitters nur relativ kurz, so daß sich schließlich die ganze Gewitterwolke im 3. Stadium befindet und sich insgesamt eine positiv-polare Raumladungsanordnung entsprechend den Simpsonschen und Scraseschen Befunden ergibt.

Für die Blitzbildung kommt in erster Linie der FARADAY-SOHNCKE-FINDEISEN-Effekt an Graupel und Hagelkörner und gegebenenfalls der LENARD-Effekt — der an fast gleicher Stelle und in gleichem Sinne wirksam wird — in Frage. Die Blitzbildung ist damit an das erste und teilweise noch an das zweite Gewitterstadium gebunden. Die Entstehung des Blitzes als Folge der Wirksamkeit des WILSON-Effektes läßt sich den Beobachtungsergebnissen jedoch nicht entnehmen.

Bei der hiermit umrissenen Anschauung handelt es sich also um eine breit angelegte Gewitterkonzeption, die ihren Ausgangspunkt von einem meteorologischen Standpunkt nimmt, nämlich einer neuen dynamischen Struktur der Gewitterwolke, wie sie der Verfasser aus den Segelflugbeobachtungen und der Feinstruktur der Blitzfeldschwankungen [*16* X] abgeleitet hat. Keineswegs wird H. ISRAËL [*47*] in seiner „Diskussion" — geschweige denn in seinen Buchbesprechungen zu [*16*] — diesem Aspekt gerecht, da er aus den oben nochmals dargelegten logischen Folgerungen lediglich die Findeisenschen Effekte der Elektrifizierung herausgreift und als Wichmann-Findeisensche Gewittertheorie deklariert. Die entscheidende Tatsache, daß die Wirksamkeit der übrigen Effekte ja gar nicht verneint wird, sondern sie nur nach den meteorologischen Gegebenheiten an den ihnen gebührenden Platz gerückt werden, wird nicht

erwähnt. Wenn jedoch die Eisphase und die mit ihr zusammenhängenden Fragen zwangsläufig in den Vordergrund treten, so liegt die Sympathie hierfür weniger auf Seiten des Verfassers, als auf Seiten des Gewitters selber. So wird es ferner von H. Israël als entscheidende Schwierigkeit empfunden, daß die Vergraupelung ganz analog dem Lenard-Effekt eine „bipolare Wolke falscher Polung" liefert und damit „die als gewittercharakteristisch zu fordernde obere positive Raumladung sich gar nicht entwickeln kann". Abgesehen davon, daß hier natürlich wieder die oben besprochene Diskrepanz der Vorstellungen, was als gewittercharakteristisch anzusehen ist, offensichtlich wird, ist dazu folgendes zu sagen: Einmal entsteht die „bipolare Wolke falscher Polung" nur im unteren Bereich der Wolke um die 0°-Grenze herum, wo sie nach dem experimentellen Befund geradezu gefordert wird. Zum anderen wird eine Ausbildung der oberen positiven Ladung in weit größeren Höhen — wie die Ergebnisse von Simpson und Scrase verlangen — gar nicht verhindert, sondern kann hier sogar in einem durch die darunterliegende negative Raumladung verstärkten normalen luftelektrischen Feld durch den Wilson-Effekt bzw. Wallschen Asymmetrieeffekt besonders günstig entstehen, ohne den hypothetischen Wallschen Zwangssteuerungseffekt mit Hilfe richtig ausgerichteter polarer Eiskristalle annehmen zu müssen.

Versuchen wir nun, die Gewitterkonzeption des Verfassers den neuen Ergebnissen der Gewitterforschung gegenüberzustellen.

Die Ergebnisse des Thunderstorm Project führen praktisch zu einer gleichen dynamischen Struktur, auf die der Verfasser seine Schlußfolgerungen aufgebaut hat, und unterscheiden sich darum nur in der Nomenklatur und natürlich infolge des großen Beobachtungsmaterials durch eine wunderbare Verfeinerung. Es zeigt sich danach, daß im Vorstadium eine Aufladung der Niederschlagsteilchen nur durch eigengepolte Vorgänge möglich ist, jedoch ohne daß eine Raumladungsbildung einsetzen kann (1. Voraussetzung), da der Aufwind vielfach größer als die Sinkgeschwindigkeit der Niederschlagsteilchen und die Eigenbewegung der Ionen ist. Im Hauptstadium setzt an einer Seite der Abwind ein und erreicht rasch eine Geschwindigkeit, die eine Trennung verschieden geladener Niederschlagsteilchen ebenfalls unmöglich macht. Gleichzeitig bleibt im oberen Teil der Wolke der Aufwind erhalten und erreicht schließlich den Gipfelpunkt. Hier kann eine Aussonderung verschieden geladener Niederschlagsteilchen nur nach der Schwere in der vom Verfasser [*16 F*] beschriebenen Weise erfolgen, wobei jedoch nur die Graupel- und Hagelkörner eine für die Blitzbildung wesentliche Rolle spielen können. Im Reststadium hat der Abwind den gesamten Querschnitt der Wolke erfaßt und auch in der Höhe ist der Aufwind erloschen. Ist der Abwind schwächer als die Sinkgeschwindigkeit der Niederschlagsteilchen und die Eigenbewegung der Ionen geworden, so können fremdgepolte Vorgänge, wie der Asymmetrieeffekt, wirksam werden und alle Niederschlagsteilchen im vorgegebenen Sinne auf- und umladen. Wir stehen damit ebenfalls wieder vor der Tatsache, daß die im Hauptstadium erfolgende Blitz-

tätigkeit nur durch eigengepolte Vorgänge und eine Raumladungsbildung über schwere Niederschlagsteilchen, sei es durch den FARADAY-SOHNCKE-FINDEISEN-Effekt am Hagel, oder den LENARD-Effekt an großen Regentropfen bzw. dem schmelzenden Hagel, ausgelöst werden kann. Zeigte sich der Hagel in den Rhön-Gewittern in überreichem Maße, so war sein Auftreten in den Ohio- und Florida-Gewittern nur recht spärlich und auf ein oder zwei Quelltürme beschränkt, wobei natürlich auch hier die Frage offen ist, ob dieser Unterschied nur in der verschiedenartigen Beobachtungstechnik begründet liegt, d. h. daß eben das Erfassen der sehr schmalen Hagelstreifen beim horizontalen Durchflug durch die Wolke mehr ein Zufall ist. Anderseits war in den Rhön-Gewittern wiederum kein Anhaltspunkt dafür, daß der Niederschlag die Möglichkeit hat, den Bereich des Aufwindes zu treffen, um den LENARD-Effekt in allen Fällen wirksam werden zu lassen. Die Ergebnisse des Thunderstorm Project zeigen jedoch, daß der Abwind und der ihm folgende Niederschlag das Bestreben haben, sich möglichst stark an den Aufwind heranzuschieben und diesen zu verdrängen. Es ergibt sich hier in diesem Grenzgebiet also die beste Möglichkeit für die Wirksamkeit des LENARD-Effektes, wie er in der SIMPSON-Theorie gefordert wird. Ein bemerkenswerter Hinweis dafür, daß der LENARD-Effekt an den Scherungsgrenzen wirksam werden kann, läßt sich nach Ansicht des Verfassers den Feldregistrierungen des Thunderstorm Project in der Gewitterwolke entnehmen, wie bereits oben unter Abschnitt C diskutiert worden ist. In jeder Gewitterwolke befinden sich gleichzeitig mehrere Quelltürme (Zellen) in verschiedenem Stadium, bis am Ende schließlich alle Zellen und damit das ganze Gewittergewölk das Reststadium erreicht hat. Die Beobachtungen von G. R. WAIT [*33*] bei Überflügen von Gewitterwolken scheinen dieses nach der unter Abschnitt C vom Verfasser vertretenen Vorstellung zu bestätigen.

Gehen wir in der Erörterung der neuen Ergebnisse weiter, so ist festzustellen, daß der WALLsche Asymmetrieeffekt und damit der WILSON-effekt tatsächlich als primärer Haupteffekt des Gewitters nicht denkbar ist, und damit auch seine Versuche der Erklärung der unteren positiven Raumladung durch einen vom Haupteffekt maßgeblich gesteuerten tiefen Gegeneffekt in Frage gestellt sind. Selbstverständlich behalten seine sehr präzise und logisch fundierten Vorstellungen für den Ablauf des Reststadiums ihre volle Bedeutung. Das gleiche gilt für die Frenkelsche Vorstellung von der Elektrifizierung der Gewitterwolke. In beiden Fällen sind mindestens die Voraussetzungen 1, 5 und 6 nicht erfüllt und es ist daher eine Blitzbildung als ihre Folge nicht denkbar.

Der — zwar noch hypothetische — CHALMERS-Effekt beim Gefrieren von unterkühlten Regentropfen, kann natürlich ebenso wie die SIMPSONsche Eisreibung zur Aufladung der Eisteilchen im Aufwindstrom führen, doch verhindert die in der 1. Voraussetzung ausgesprochene Tatsache eine Raumladungsbildung. Inwieweit eine Aussonderung der verschieden geladenen Teilchen nach der Schwere im divergierenden Luftstrom oder beim Nachlassen des Aufwindes im Reststadium durch Sedimentation zu einer Raumladungsbildung führen kann, läßt sich insbesondere wegen

der mit den KRAMERschen Untersuchungen [*42*] neu entfachten Kontroverse um das Vorzeichen nur schwer entscheiden. Im letzteren Falle ist dabei noch wieder die Frage offen, ob der Asymmetrieeffekt nicht schließlich in der Lage ist, dem Ganzen sein Vorzeichen aufzuprägen. Die im Gegensatz zu W. FINDEISEN von C. KRAMER [*42*] gefundene letztlich umgekehrte Aufladung bei der Anreifung löst im Gewittermodell des Verfassers vielleicht eine gewisse Schwierigkeit, die darin bestand, daß nach der dynamischen Struktur der Gewitterwolke eine negative Raumladung im äußersten Gipfel der Wolke angenommen werden mußte, die sich aus den leichtesten Eissplittern bzw. der Wolkenluft aufbaut und die Gegenladung zu den als positiv geladen angenommenen Eiskristallen darstellt. Bei Annahme einer negativen Ladung der Eiskristalle ergibt sich eine zwanglose Klärung und auch die von G. C. SIMPSON geäußerten Bedenken, die auf diese Problematik abzielen, kämen in Fortfall. Man muß jedoch dabei im Auge behalten, daß das Vorzeichen bei der Anreifung zeitabhängig ist, was eine gewisse Komplikation bedeutet.

Bemerkenswert scheint jedoch die Beobachtung von C. KRAMER [*42*] zu sein, daß sprunghafte Erhöhungen der Strömungsgeschwindigkeit zu starken positiven Aufladungen an Eisteilchen führen. Diese Möglichkeit ist an den Scherungsgrenzen zwischen Auf- und Abwind sicher gegeben und die beobachteten positiven elektrischen Felder an diesen Grenzen zwingen nicht — wie oben angenommen — nur zu einer Erklärung durch den LENARD-Effekt. Der Mechanismus dieses Kramerschen Sprungeffektes ist allerdings noch unbekannt und es erscheint fraglich, ob die von KRAMER diskutierte Möglichkeit einer positiven Aufladung der Eisteilchen durch diesen Effekt im Aufwindstrom zur Erklärung der oberen positiven Raumladung tatsächlich gegeben ist. Möglich wäre es nur, wenn der Effekt ohne entgegengesetzte negative Aufladung der umgebenden und gleichzeitig mit emporgehobenen Luftmasse wirksam wäre, was aber schwer vorstellbar ist.

Wenn wir damit schon wieder an der Grenze des Hypothetischen angelangt sind, so mag auch noch ein Gedankengang angedeutet werden, der sich bei der Betrachtung der von NORINDER und SIKSNA [*32*] durchgeführten Messung des Ionengehaltes der Luft unter Gewittern aufdrängt. Ist tatsächlich eine Anreicherung, insbesondere der negativen Ionen durch den Abwind als Staueffekt an seiner unteren Grenzfläche — also dem Erdboden — möglich, so könnte man für den Aufwind an seiner oberen Grenzfläche etwas Ähnliches annehmen, und zwar auch eine bevorzugte Anreicherung der im elektrischen Feld herabsteigenden positiven Ionen. Es würde sich damit entweder eine positive Raumladung in der Höhe ohne Niederschlagsteilchen ausbilden können oder aber bei dem zu erwartenden Gemisch von positiven und negativen Eisteilchen würden die negativen bevorzugt neutralisiert und die positiven als Raumladung zur Wirkung kommen. Würde beispielsweise an den Eiskristallen nur der von F. ROSSMANN [*43*, *44*] postulierte pyroelektrische Effekt wirksam, so würden die negativen Pole der Eiskristalle bevorzugt neutralisiert und die Eisteilchen würden insgesamt eine positive Ladung annehmen.

Sehen wir jedoch von solchen hypothetischen Möglichkeiten ab, so kann die Kristallpolarität durch Ausrichten der Eisteilchen wegen der Unruhe in der Gewitterwolke wesentlich nur im Reststadium wirksam werden.

Kehren wir nunmehr zu unserem Ausgangspunkt zurück, dem Vorhaben, an Hand neueren Materials die im Buch des Verfassers „Grundprobleme der Physik des Gewitters" [*16*] niedergelegte Vorstellung nochmals zu durchdenken, so zeigt sich, daß wir dem Problem wohl eine größere Breite, kaum aber eine weitere Tiefe geben konnten. Die dynamische Struktur und Entwicklung der Gewitterwolke war mit der aus der Segelflugbeobachtung und der Feinstruktur der Blitzfeldschwankungen entwickelten Vorstellung so gut getroffen, daß für die Wirksamkeit einzelner elektrifizierender Effekte und für die Möglichkeit von Raumladungsbildung im Verlaufe eines Gewitters durch neuere Beobachtungen, Messungen und Vorstellungen über die Elektrifizierung von Gewitterwolken keine entscheidenden neuen Gesichtspunkte gewonnen werden konnten.

Auch an dieser Stelle möchte ich der „Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft" meinen Dank aussprechen, die mich bei der Durchführung dieser Arbeiten unterstützte.

Literaturverzeichnis.

1. Elster und Geitel: Wied. Ann. Physik **25**, 116 (1885); Physik. Z. **14**, 1287 (1913); **17**, 455 (1916).
2. Wilson, C. T. R.: J. Franklin Inst. **208**, 1 (1929).
3. Simpson, G. C.: Philos. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A **209**, 379 (1909); Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A **114**, 376 (1927).
4. Simpson, G. C. und F. J. Scrase: Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A **161**, 309 (1937).
5. Sohncke, L.: Ann. Physik **28**, 551 (1886); Meteorol. Z. **5**, 413 (1888).
6. Lenard, P.: Wied. Ann. Physik **46**, 584 (1892); Ann. Physik **47**, 463 (1915).
7. Gockel, A.: Meteorol. Z. **40**, 87, 277 (1923).
8. Kähler, K.: Meteorol. Z. **39**, 293 (1922).
9. Stäger, A.: Ann. Physik **77**, 225 (1925).
10. Wichmann, H.: Arch. Dtsch. Seewarte **58**, Nr. 10 (1938).
11. Schmauss, A.: Meteorol. Z. **36**, 16 (1919); Die Atmosphäre als Kolloid. Braunschweig, 1929.
12. Findeisen, W.: Meteorol. Z. **55**, 121 (1938).
13. Rossmann, F.: Meteorol. Z. **56**, 372 (1939).
14. Findeisen, W.: Meteorol. Z. **57**, 201 (1940).
15. Lange, E.: Meteorol. Z. **57**, 429 (1940).
16. Wichmann, H.: Grundprobleme der Physik des Gewitters (A bis Z), Wolfenbütteler Verlagsanstalt, 1948.
17. Byers, H. R. und R. R. Braham: The Thunderstorm. Washington, 1949.
18. Wichmann, H.: Ann. Meteorol. **4**, 218 (1951).
19. Rossmann, F.: Meteorol. Rundsch. **2**, 34 (1949).
20. Reynolds, S. E. und F. J. Workman: „I: Thunderstorm Observation". Progress Report No. 4. New Mexico School of Mines, 1947.

21. Faust, H.: Forsch. u. Fortschr. **25**, 153 (1949); Meteorol. Rundsch. **1**, 290 (1948).
22. Schmidt, F. H.: Mededelingen en Verhandelingen, Series B. Deel 1, No. 8 (1947).
23. Simpson, G. C. und G. D. Robinson: Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A **177**, 281 (1941).
24. Schonland, B. F. J., D. B. Hodges und H. Collens: Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A **168**, 56 (1938).
25. Malan, D. J. und B. F. J. Schonland: Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A **191**, 485 (1947).
26. McEachron, K. B.: J. Franklin Inst. **227**, 149 (1939).
27. Toepler, M.: Physik. Z. **20**, 299 (1919).
28. Simpson, G. C.: Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A **111**, 56 (1926).
29. Kasemir, H. W.: Das Gewitter, Probleme der Kosmischen Physik, Bd. XXV, S. 112. 1950.
30. Küttner, J.: Das Gewitter, Probleme der Kosmischen Physik, Bd. XXV, S. 179. 1950.
31. Gunn, R.: Physic. Rev. **71**, 181 (1947).
32. Norinder, H. und R. Siksna: Arch. Met. Geoph. Biokl., Ser. A **3**, 29 (1950).
33. Wait, G. R.: Arch. Met. Geoph. Biokl., Ser. A **3**, 70 (1950).
34. Wall, E.: Wetter u. Klima **1**, 7, 65, 193 (1948).
35. Whipple, F. J. W. und J. A. Chalmers: Quart. J. Met. Soc. **70**, 103 (1944).
36. Chalmers, J. A.: Quart. J. Met. Soc. **73**, 324 (1947).
37. Frenkel, J.: J. Physics **8**, 285 (1944).
38. Loeb, L., A. Kip und A. Einarsson: J. chem. Physics **6**, 264 (1938).
39. Chalmers, J. A.: Philos. Mag. J. Sci. **34**, 63 (1943).
40. Simpson, G. C.: British Antarctic Expedition 1910—1913. Meteorology **1**, 306 (1919).
41. Kähler, K. und C. Dorno: Ann. Physik **77**, 71 (1925).
42. Kramer, C.: Mededelingen en Verhandelingen, Serie A, No. 102 (1949).
43. Rossmann, F.: Meteorol. Rundsch. **1**, 193 (1948); Das Gewitter, Probleme der kosmischen Physik, Bd. XXV, S. 58. 1950.
44. Rossmann, F.: Das Gewitter, Probleme der kosmischen Physik, Bd. XXV, S. 71. 1950.
45. Owston, P. G. und K. Lonsdale: J. Glaciology **1**, 118 (1948).
46. Trabert, W.: Meteorol. Z. **16**, 433 (1899).
47. Israël, H.: Das Gewitter, Probleme der kosmischen Physik, Bd. XXV, S. 93. 1950.
48. Wichmann, H.: Arch. Met. Geoph. Biokl., Ser. A **3**, 290 (1951).

550.384.3 (436)

(Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien.)

Der Verlauf der erdmagnetischen Elemente in Wien, 1851 bis 1950.

Von

M. Toperczer.

Zusammenfassung. Die erdmagnetischen Beobachtungen von Wien, die an verschiedenen Stellen und mit einer größeren Unterbrechung durch rund 100 Jahre ausgeführt wurden, zu einer einheitlichen Reihe zu verarbeiten, ist das Hauptziel der vorliegenden Arbeit. Sie enthält die allgemeinen Richtlinien und Grundsätze der Reduktion und in den Tabellen das Ergebnis derselben. Gleichzeitig wird auch, bezogen auf das durch die Landesaufnahme 1890,0 definierte Niveau, die homogene Reihe der Horizontalintensität 1851—1900 für Prag mitgeteilt.

Summary. The main purpose of this paper is to give a homogeneous series of earth-magnetic data for Vienna based on observations carried out at different places throughout a period of approximately 100 years, with one longer interruption only. The general principles underlying reduction are discussed and the results presented in form of tables. Furthermore the homogeneous series of horizontal intensity 1851—1900 at Prague, reduced to the level defined by the general survey of 1890, is communicated.

Résumé. Le principal objet de ce travail est l'élaboration d'une série homogène des observations de magnétisme terrestre de Vienne qui furent poursuivies à differents endroits pendant environ cent ans avec une seule interruption de quelque importance. L'étude comprend les principes généraux et les bases de la réduction ainsi que les résultats sous forme de tableaux. On donne parallèlement la série homogène de l'intensité de la composante horizontale de Prague (1851—1900) rapportée à l'état défini par le lever national de 1890,0.

Erdmagnetische Beobachtungen wurden in Wien planmäßig seit der Errichtung der Zentralanstalt für Meteorologie, also seit dem Jahre 1851, ausgeführt. Diese Beobachtungen erfolgten aber nicht immer am gleichen Ort, die einzelnen Teilreihen sind durch zeitliche Lücken unterbrochen, die Zuverlässigkeit der Ergebnisse ist wegen der Ungleichheit der instrumentellen Hilfsmittel in den einzelnen Zeiträumen verschieden. Eine zusammenfassende Bearbeitung der den einzelnen Teilreihen ent-

stammenden Beobachtungsergebnisse ist bisher noch nicht versucht worden. Ein solcher Versuch ist aber nicht nur deswegen nützlich, weil lange, annähernd homogene Beobachtungsreihen magnetischer Elemente auch in Mitteleuropa nicht sehr häufig sind, er erweist sich gerade jetzt schon deswegen als notwendig, weil neuerlich die zunehmende Ausdehnung der Großstadt mit ihren technischen Störquellen eine Stilllegung des wiederinstandgesetzten Observatoriums auf dem Auhof und eine Verlegung des erdmagnetischen Beobachtungsdienstes an eine andere Stelle erzwingt. Ich habe es deswegen als Abschluß der bisherigen Beobachtungstätigkeit, die nunmehr 100 Jahre umfaßt, unternommen, aus den vorhandenen Beobachtungen und den längeren Beobachtungsreihen benachbarter Observatorien zur Interpolation der vorhandenen Lücken, eine möglichst homogene Reihe für Wien abzuleiten. Die nachfolgenden Abschnitte geben Aufschluß über das Material, die Grundsätze der Verarbeitung und die Ergebnisse.

I. Historische Übersicht.

Die erste über einen größeren Zeitraum sich ohne Unterbrechung erstreckende Beobachtungsreihe beginnt mit der Errichtung der Zentralanstalt, zu deren erstem Direktor K. Kreil im Jahre 1851 bestellt wurde. Vor Übernahme der Direktion hatte Kreil in Prag und Mailand gewirkt. An der Prager Sternwarte wurden magnetische Messungen seit dem Jahre 1839 in das regelmäßige Beobachtungsprogramm einbezogen, ja man kann mit Recht behaupten, daß die magnetischen Beobachtungen in Prag von größerer Bedeutung waren als die astronomischen. Die Prager erdmagnetischen Beobachtungen an der Sternwarte des Clementinums sind durch ihre Lückenlosigkeit und Gleichförmigkeit für den Zeitraum vor der Jahrhundertwende von größter Bedeutung.

Auch in Mailand hatte Kreil schon an den Beobachtungen des Göttinger Vereins teilgenommen und dabei die Beachtung C. F. Gauss' gefunden. Während seiner Prager Tätigkeit begann er mit einer magnetischen Landesaufnahme, die sich zunächst nur auf Böhmen und Mähren beschränkte. An seiner neuen Wirkungsstätte in Wien konnte er nicht nur ein magnetisches Observatorium einrichten, sondern die begonnene Reiseaufnahme auf das Gesamtgebiet der Monarchie erweitern. Er beteiligte sich, trotz der großen Arbeitslast, die mit dem Neuaufbau des meteorologisch-magnetischen Dienstes verbunden war, nicht nur rege an den laufenden Beobachtungen des magnetischen Observatoriums, sondern führte auch die gesamte Landesaufnahme (1847 bis 1858), ein bei den damaligen Verkehrsverhältnissen recht anstrengendes und zeitraubendes Unternehmen, selbst durch. Gerade diese Landesaufnahme war von großer Bedeutung, weil durch sie erstmals brauchbare Werte der Ortsdifferenzen zwischen den magnetischen Observatorien, die damals auf dem Boden der Monarchie tätig waren, ermittelt wurden.

Als im Jahre 1859 als Folge eines verlorenen Krieges für das neue Institut finanzielle Schwierigkeiten auftraten, konnte sich Kreil nur

mehr wenig dem wissenschaftlichen Dienst widmen, seine Arbeitskraft wurde durch die aufreibende administrative Tätigkeit aufgezehrt. Sein im Dezember 1862 erfolgter Tod bedeutete für den erdmagnetischen Dienst, der zwar weiterlief, nicht nur den Verlust des an ihm persönlich interessierten Institutsleiters, sondern auch den des sachkundigen Fachmanns. Das Jahr 1859, vor allem aber die Zeit nach dem Tode Kreils brachte eine Verminderung der Genauigkeit und Zuverlässigkeit der Beobachtungen mit sich.

Am Kreilschen Observatorium wurden die Absolutmessungen in einer kleinen eisenfreien Holzhütte im Garten des Theresianums vorgenommen, die Variationsinstrumente waren nebst den Barometern in einem im 4. Stock gelegenen Zimmer des in einem Mietshaus auf der Favoritenstraße untergebrachten Instituts aufgestellt. Eine solche nach heutigen Begriffen recht ungünstige Aufstellung war in der damaligen Zeit fast allgemein üblich, vor allem an Sternwarten. In Österreich finden sich weitere Beispiele in Kremsmünster und Prag. An Sternwarten gewährt aber das meist recht starke Mauerwerk eine hinreichende mechanische Stabilität und dämpft, wenn der Aufstellungsort nur der direkten Einstrahlung entzogen bleibt (Nordseite eines Gebäudes), den täglichen Temperaturgang ziemlich kräftig. So günstig lagen die Verhältnisse bei der Kreilschen Aufstellung nicht. Temperatureinwirkung und andere mechanische Vorgänge waren von ungünstigem Einfluß auf die Unveränderlichkeit der Basiswerte. Kreil kannte diese Einflüsse wohl und war dauernd bestrebt, die unvermeidlich eintretenden Veränderungen messend zu verfolgen. Nach seinem Tode aber, als die Meßreihe routinemäßig fortgesetzt wurde, mehrte sich der Einfluß unerkannt gebliebener äußerer Fehler auf die Meßergebnisse.

Die Reihe Wien-Favoriten reicht bis zum Jahre 1871. Eine wesentliche Verbesserung brachte die Übersiedlung in das neuerbaute Institut auf der Hohen Warte im Jahre 1872 mit sich. Die Variationsinstrumente waren in ebenerdigen, auf der Nordseite des Instituts gelegenen Räumen untergebracht, die Absolutmessungen erfolgten in einer am östlichen Gartenende gelegenen eisenfreien Holzhütte. Im Jahre 1875 wurde ein Magnetograph nach Mascart aufgestellt und seit 1878 wurden in D und H die Terminablesungen durch fortlaufende Registrierung unterstützt und verbessert. Am bedeutungsvollsten war aber, daß im Jahre 1875 J. Liznar in den Dienst der Zentralanstalt eintrat. Er hatte sowohl die Eignung als auch das Interesse für die erdmagnetische Forschung; so bewirkten die verbesserten technischen Behelfe zusammen mit dem richtigen Mann einen neuen Fortschritt auf erdmagnetischem Gebiet. In den erdmagnetischen Dienst wurde Liznar durch J. Hann eingeführt, der, was kaum bekannt ist, in der Zeit von 1867 bis 1875 Leiter des magnetischen Dienstes an der Zentralanstalt war und in der Hauptsache selbst die magnetischen Absolutmessungen ausführte und die Reduktion der Variationssmessungen besorgte.

Den Höhepunkt der erdmagnetischen Tätigkeit Liznars bildete die zweite erdmagnetische Landesaufnahme Österreichs, ausgeführt in den

Jahren 1889 bis 1893 und reduziert auf die Epoche 1890,0. Damals wurden die notwendigen Instrumentvergleiche und Anschlüsse durch Liznar ausgeführt und so das Niveau der Wiener Messungen einwandfrei gesichert und in Beziehung gesetzt zu dem der Nachbarobservatorien. Liznar hat aber auch in seiner zusammenfassenden Bearbeitung der Landesaufnahme nochmals die Kreilschen Messungen der Epoche 1850,0 einer Diskussion unterzogen und damit auch für diese Epoche ein einheitliches Bezugsniveau geschaffen. Damit sind seine Arbeiten die wichtigste Grundlage für die Beurteilung und Rekonstruktion des Verlaufes der magnetischen Jahresmittel zwischen 1850 und 1890 innerhalb des Bereiches der ehemaligen Monarchie.

Die zunehmende Ausdehnung der Großstadt Wien und die nach 1890 einsetzende Elektrifizierung brachten eine solche Zunahme künstlicher Störungen der aufgezeichneten Werte, daß schließlich im Jahre 1898 die erdmagnetischen Beobachtungen auf der Hohen Warte eingestellt werden mußten. Im darauffolgenden Jahr verließ überdies auch Liznar die Zentralanstalt, um eine Professur an der Hochschule für Bodenkultur zu übernehmen. Die Beziehungen der Zentralanstalt zum Erdmagnetismus, der ursprünglich nach Kreils Meinung einen Hauptpunkt ihres Arbeitsprogramms gebildet hatte, wurden durch diese Umstände so sehr gelockert, daß für die nächste Zeit jede erdmagnetische Betätigung nicht nur aufhörte, sondern sogar die Beziehung zu diesem Fachgebiet aus der Anstaltsbezeichnung verschwand.

Es verging nun ein Zeitraum von rund 30 Jahren, bevor erdmagnetische Messungen wieder ins regelmäßige Arbeitsprogramm der Zentralanstalt aufgenommen werden konnten. Zwar versuchte schon Pernter und nach ihm besonders Trabert die Errichtung eines günstig gelegenen, störungsfreien und damit für einen längeren Zeitraum brauchbaren Observatoriums — zunächst war Kremsmünster dafür ausersehen — durchzusetzen und tatsächlich wurde auch Trabert der Ankauf zweier kompletter Ausrüstungen für magnetische Absolutmessungen und Registrierung bewilligt, und diese 1911 angekauft. Der erste Weltkrieg verhinderte aber die Verwirklichung des Hauptprojektes, und ebenso waren die wirtschaftlichen Schwierigkeiten der ersten Nachkriegszeit der Wiederaufnahme des erdmagnetischen Dienstes nicht günstig, obgleich auch F. M. Exner wiederholt dafür eintrat.

Erst das Jahr 1928 brachte eine bescheidene Erfüllung dieser durch fast drei Jahrzehnte verfolgten Pläne. Gemeinsam mit dem Bundesamt für Eich- und Vermessungswesen wurde der Plan für eine neuerliche Landesaufnahme ausgearbeitet, und es gelang diesem Amt auch, die dafür nötigen Geldmittel von seiner vorgesetzten Behörde, dem Bundesministerium für Handel und Verkehr, bewilligt zu erhalten. Im Frühjahr 1928 wurde für die Zwecke der Landesaufnahme am Nordrand des Lainzer Tiergartens, in der Nähe des Auhof-Gebäudes eine kleine, als Provisorium gedachte Basisstation errichtet und im Mai 1928 der laufende Dienst aufgenommen. Die Feldmessungen begannen im Juni 1928 und waren im Sommer 1930 beendet. Die Errichtung des geophysikalischen Obser-

vatoriums, für das ein Teil der Mittel bereits bewilligt war, wurde aber durch den 1930 erfolgten Tod F. M. Exners und die Wirtschaftskrise wieder verhindert. Die als vorübergehendes Provisorium gedachte Basisstation blieb bis zu ihrer Zerstörung bei den Kampfhandlungen um Wien im April 1945 in Tätigkeit. Wertvollste Instrumente sind damals mitvernichtet worden.

Erst 1950 konnte in verbesserter Form der Wiederaufbau durchgeführt werden. Aber die Tage des Auhof-Observatoriums sind gezählt; die Errichtung eines großen Umspannwerkes der Wiener Elektrizitätswerke und eines Bahnspeisewerkes der Bundesbahn in allernächster Nähe wird derart große Störungen am Ort der Messungen erzeugen, daß eine Fortsetzung der Beobachtungstätigkeit nach Vollendung dieser Anlagen zwecklos wird. Das magnetische Observatorium muß daher in allernächster Zeit an eine andere Stelle verlegt werden. Die dadurch gegebene Zäsur ist der äußere Anlaß für diese Arbeit.

Die kurze historische Einleitung soll das Verständnis der folgenden Ausführungen erleichtern. Kurz zusammenfassend sind also drei verschiedene Beobachtungsreihen zu unterscheiden, aus denen sich die Wiener Beobachtungen zusammensetzen.

1. Die Beobachtungen in Wien-Favoriten im Zeitraum 1852 bis 1871; die geographischen Koordinaten dieses Beobachtungsortes sind:

$$\varphi_1 = 48^\circ\,11'6 \quad \lambda_1 = 16^\circ\,22'3.$$

2. Die Beobachtungen in Wien-Döbling (Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik) im Zeitraum 1872 bis 1898 mit den Koordinaten

$$\varphi_2 = 48^\circ\,15'0 \quad \lambda_2 = 16^\circ\,21'4.$$

3. Die Beobachtungen in Wien-Auhof, die von 1928 bis 1952 reichen, aber vom April 1945 bis zum September 1951 unterbrochen sind. Sie beziehen sich auf die Koordinaten:

$$\varphi_3 = 48^\circ\,12'1 \quad \lambda_3 = 16^\circ\,14'1.$$

Aus diesen drei Teilreihen habe ich nun versucht, eine einheitliche Gesamtreihe abzuleiten, für welche ich als Bezugspunkt die Zentralanstalt für Meteorologie auf der Hohen Warte (Koordinaten der Teilreihe 2) gewählt habe. Für diese Wahl waren hauptsächlich praktische Gesichtspunkte maßgebend, da schon durch J. Liznar, wie später noch ausführlicher erläutert werden wird, eine Teilreduktion der Reihen 1 und 2 auf diesen Beobachtungspunkt ausgeführt worden ist. Die größte Schwierigkeit ergab sich bei der Schließung der großen, 30 Jahre umfassenden Lücke zwischen 1898 und 1928, da die in der nächsten Umgebung Wiens tätigen magnetischen Observatorien während dieses Zeitraums auch teilweise ihren Betrieb einstellten bzw. inhomogen sind. Bevor jedoch auf die Einzelheiten der durchgeführten Reduktion eingegangen werden soll, will ich ganz kurz noch die allgemeinen Gesichtspunkte, nach denen die Reduktion ausgeführt wurde, anführen und zusammenstellen.

II. Allgemeine Überlegungen.

Um die Reduktion der einzelnen Teilreihen und ihre Interpolation ganz einheitlich auszuführen, mußte zunächst eine Reihe von allgemeinen Überlegungen und Richtlinien aufgestellt werden.

Zunächst ergeben sich für die einzelnen magnetischen Elemente schon vom Standpunkt der Beobachtungstechnik gewisse wesentliche Unterschiede.

1. *Deklination.* Das Meßverfahren zur Bestimmung der Deklination war auch in den Anfangzeiten regelmäßiger magnetischer Beobachtungen grundsätzlich dasselbe wie heute. Das Meßverfahren war ein absolutes, da bei den Messungen der Einfluß der Torsion durch die Art des Meßverfahrens erfaßt wurde. Das Endergebnis folgte daher aus den gemessenen Werten ohne weitere Annahmen.

Schon zur Zeit Kreils werden zur absoluten Bestimmung der Deklination zwei Magnete verschiedenen Moments verwendet, denn der sogenannte Torsionsstab enthielt einen kleinen Magnet, entsprach daher dem heute verwendeten zweiten Magneten geringeren Moments bei der absoluten Bestimmung der Deklination. Allerdings verwendete Kreil bei den Reisemessungen meist nur den Deklinationsmagneten und beschränkte sich darauf, nur an einzelnen Stationen, seinen Wiederholungspunkten, die Deklination absolut zu messen. Doch wurde dieses abgekürzte Verfahren bei den Absolutmessungen in Wien nur sehr selten angewendet.

Zweifellos wird bei modernen *D*-Messungen wegen der Verwendung geeigneterer Magnete, besserer Suspensionen usw. eine größere Genauigkeit der Ergebnisse erzielt, doch ist dies ein technischer, kein grundsätzlicher, methodischer Fortschritt.

2. *Inklination.* Bis etwa zur Jahrhundertwende ist das Nadelinklinatorium das Instrument zur Bestimmung der Inklination, dann wird es in immer zunehmendem Maß durch den Erdinduktor ersetzt. Bei den hier bearbeiteten Reihen sind die *I*-Werte der Reihe 1 und 2 ausschließlich mit dem Nadelinklinatorium gemessen, während bei der Reihe 3 ausschließlich der Erdinduktor verwendet wurde.

Zwischen Nadelinklinatorium und Erdinduktor besteht ein grundsätzlicher Unterschied. Die *I*-Messung mit der Inklinationsnadel ist keine absolute Meßmethode. Denn durch das Meßverfahren können nicht alle systematischen Fehler erfaßt werden. Die Grundvoraussetzung des ganzen Meßverfahrens, daß der Querschnitt der Nadelzapfen überall kreisförmig sei, ist nicht erfüllt. Praktisch versucht man diesem Umstand dadurch Rechnung zu tragen, daß man mehrere Nadeln bei der Messung verwendet und erwartet, daß ihr Mittelwert eine hinlängliche Annäherung an den wahren Wert geben wird, wenn nur die Streuung der einzelnen Werte kein systematisches Verhalten zeigt. Daß aber auch die Mittelwerte mehrerer Nadeln einen einheitlichen systematischen Fehler aufweisen können, zeigt das Beispiel der in Potsdam bis 1900 verwendeten Nadeln; dort wiesen drei Nadeln gegenüber einer vierten einen ziemlich einheitlichen Unterschied von rund 7 Minuten auf [*1*].

Dagegen sind die Angaben der Erdinduktoren, wenn nur auf Ausschaltung von Fremdströmen bei dieser empfindlichen Nullmethode geachtet wird, frei von systematischen Fehlern. Selbstverständlich ist nicht nur die Verläßlichkeit, das Freisein von unerkannten und unbestimmbaren systematischen Fehlern, sondern auch die Konstanz und Genauigkeit der erhaltenen Werte beim Erdinduktor besser als beim Nadelinklinatorium.

3. *Horizontalintensität.* Die Messung der Horizontalintensität erfolgte schon seit Beginn der Reihe I mit einem Lamontschen Theodoliten (Lamont I). Später wurde noch ein zweiter Theodolit gleicher Art (Lamont II) angeschafft. Ein jeder war mit zwei Magneten ausgestattet. Die Konstanten der Theodolite waren von Lamont selbst bestimmt worden.

Die Bestimmung der Horizontalintensität nach der Methode von Lamont aus Ablenkungen und Schwingung ist eine absolute Meßmethode. Grundsätzlich wird die Messung der Intensität lediglich auf Längen- und Winkelmessungen zurückgeführt. Es besteht dabei nur die eine Einschränkung, daß der Wert des Trägheitsmomentes nicht hypothesenfrei bestimmt wird. Die geometrischen Dimensionen und die Maße eines Trägheitsstabes können mit hinreichender Genauigkeit ermittelt werden. Zur Bestimmung des Trägheitsmomentes muß aber außerdem die Verteilung der Dichte, also ihre Ortsfunktion bekannt sein. Die gewöhnlich gemachte Annahme ist nun die konstanter Dichte, homogener Massenverteilung. Gröbere Abweichungen von dieser Annahme lassen sich experimentell feststellen; es ist fraglich, ob geringe Abweichungen von dieser Annahme, die aber doch noch in die Größenordnung der magnetischen Beobachtungsgenauigkeit fallen, durch Messung bestimmt werden können. Es ist daher der Internationale Magnetische Standard (IMS) empirisch durch „Normalträgheitsstäbe" festgelegt.

Eine solche Konvention hat es zu Beginn geregelter magnetischer Beobachtungstätigkeit nicht gegeben und damit fehlt eigentlich eine einheitliche Definition des Niveaus für die Intensitätsmessung. Es kann im Einzelfall nur konventionell festgelegt werden.

Verschiedene Theodolite, deren Konstanten unabhängig voneinander durch absolute Messung bestimmt wurden, können in ihren Angaben differieren. Die *H*-Werte der alten Reihen sind damit zunächst nur hinsichtlich ihres Ganges, soweit keine Veränderungen der Meßinstrumente vorliegen, vergleichbar, weniger hinsichtlich des Niveaus. Dieser grundsätzliche Umstand ist bei der Reduktion älterer *H*-Werte zu berücksichtigen.

Kurz zusammenfassend kann man also annehmen, daß bei den alten Meßreihen die kleinsten Abweichungen von der modernen Meßgenauigkeit und damit auch die zuverlässigsten Werte bei den *D*-Werten vorhanden sind, daß erhebliche Fehlermöglichkeiten bei den *I*-Werten vorliegen und daß schließlich nach heutigen Begriffen sehr erhebliche Niveauunterschiede zwischen den *H*-Werten verschiedener Observatorien möglich sind.

III. Darstellung der Jahresmittel.

Es ist üblich, den zeitlichen Verlauf der magnetischen Elemente durch ihre Jahresmittel darzustellen, wenn das Ziel der Darstellung ihr Verlauf über längere Zeit ist. Liegt eine kontinuierliche Registrierung vor, wie dies heute an magnetischen Observatorien allgemein gebräuchlich ist, dann ist das Jahresmittel einfach definiert durch:

$$\bar{e}\,(t_0) = \frac{1}{a} \int_{t_0 - \frac{a}{2}}^{t_0 + \frac{a}{2}} e\,(t) \cdot dt. \tag{1}$$

Darin bedeutet $e\,(t)$ ein beliebiges magnetisches Element, und zwar den zur Zeit t gehörigen Momentanwert, $\bar{e}\,(t_0)$ den zur Epoche t_0 gehörenden Jahresmittelwert, a den Zeitraum eines Jahres.

In früheren Zeiten, vor Einführung der photographischen Registrierung, wurden die Tages- und damit auch die Monats- und Jahresmittel anders gebildet. Den Variationsinstrumenten konnten nur Momentanwerte entnommen werden, der zeitliche Verlauf der Elemente in den Zwischenzeiten blieb unbekannt. Es ist anzunehmen, daß bei entsprechender Auswahl und genügender Häufigkeit der Beobachtungstermine die daraus abgeleiteten Jahresmittel gegenüber den oben definierten nur geringe Abweichungen aufweisen werden.

Für D und H wurden schon seit Beginn der Reihe 1 Variationsapparate für Augablesung verwendet. Die zuerst verwendeten Beobachtungstermine waren: 2, 6, 10, 14, 18 und 22 Uhr mittlerer Ortszeit. Später — der genaue Zeitpunkt des Wechsels läßt sich nicht mehr feststellen — wurde der Termin um 2 Uhr ausgelassen und bei der Mittelwertsbildung durch $(22 + 6) : 2$ ersetzt, also durch das Mittel aus der letzten Beobachtung des Vortages und der ersten Beobachtung des laufenden Tages.

Mit Beginn der Reihe 2 wurden die Ablesungen nur mehr an den drei meteorologischen Terminen ausgeführt, also um 7, 14 und 21 Uhr und dieses Verfahren wurde bis zum Schluß der Reihe 2 beibehalten, obgleich seit 1878 D und H auch photographisch registriert wurden. Doch wurden die registrierten Werte vorwiegend zur Ableitung des täglichen Ganges verwendet.

Anders ist es bei der Inklination. Für sie gab es kein Variationsinstrument. Die Jahresmittelwerte wurden aus den Absolutmessungen allein abgeleitet. Sie beruhen daher für die Reihe 1 und den Anfang der Reihe 2 auf dem Mittelwert aus meist 24 absoluten Bestimmungen von I (meist zwei Messungen im Monat); es gibt aber auch zahlreiche Abweichungen von dieser Durchschnittszahl an Messungen. Die Jahresmittel der Inklination sind daher wegen der geringen Anzahl von Einzelwerten, auf denen sie beruhen, am wenigsten mit dem Normalwert (1) vergleichbar.

IV. Methode der Bearbeitung.

Die wesentlichen Richtlinien für die Reduktion der Beobachtungen lassen sich aus ganz allgemeinen Überlegungen ableiten. Als wichtigsten Grundsatz einer jeden Bearbeitung kann man wohl das Postulat von der Erhaltung des beobachteten Wertes bezeichnen. Ohne zwingenden und angebbaren Grund sollen Beobachtungswerte nicht abgeändert werden.

Erhaltung des *Beobachtungswertes* kann jedoch durchaus vereinbar sein mit einer Änderung der *Mittelwerte*. Ein Jahresmittel ist ein in bestimmter Weise aus einer gewissen Zahl von unmittelbaren Beobachtungen abgeleiteter Wert. Bei anderer Anordnung oder Gruppierung der unveränderten Einzelwerte kann sich der Mittelwert ändern.

Ein einfaches Mittel, unter Beibehaltung der Beobachtungswerte einen ausgeglicheren Verlauf der Jahresmittel zu erzielen, ist die Methode der übergreifenden Mittelbildung. Sie ist in solchen Fällen, in denen Jahresmittel nur aus einer sehr geringen, nicht gleichbleibenden Zahl von Beobachtungen abgeleitet werden, ein Hilfsmittel, sie zu verbessern.

In manchen Fällen sind jedoch vorhandene Jahresmittel auf ihre Richtigkeit zu überprüfen oder fehlende Werte zu interpolieren. Zur Lösung dieser Aufgabe braucht man ein Verfahren, das hinreichend genau und möglichst frei von subjektiver Willkür ist.

Die Erfahrungstatsache, die man hier mit Vorteil verwenden kann, besagt, daß im allgemeinen die Ortsdifferenz magnetischer Elemente zweier verschiedener Punkte zeitlich sich langsamer verändert als die einzelnen Elemente selbst. Voraussetzung ist dabei, daß die beiden Punkte nicht zu weit voneinander entfernt sind, genauer, daß die Entfernung der beiden Punkte ungefähr von der gleichen Größe ist, wie ihr gegenseitiger Reduktionsradius.

Der zeitliche Verlauf eines magnetischen Elements $e\,(t)$ an einem bestimmten Punkt A kann immer für ein beschränktes Zeitintervall in der Form:

$$e\,(t) = e_0 + e_1\,(t - t_0) + e_2\,(t - t_0)^2 + \ldots \qquad (2)$$

für die Umgebung eines bestimmten Zeitpunktes t_0 dargestellt werden, etwa in der Form der Taylorreihe, wobei dann

$$e_n = \left(\frac{\partial^n e}{\partial t^n}\right)_{t = t_0}$$

bedeutet. Für einen anderen Punkt B sei der Verlauf des gleichen magnetischen Elements gegeben durch

$$E\,(t) = E_0 + E_1\,(t - t_0) + E_2\,(t - t_0)^2 + \ldots$$

Die Ortsdifferenz $E - e = \Delta E$ ist daher selbst eine Funktion der Zeit.

$$\Delta E = (E_0 - e_0) + (E_1 - e_1)\,(t - t_0) + (E_2 - e_2)\,(t - t_0)^2 + \ldots$$

Die Erfahrung zeigt nun, daß die Ortsdifferenz ΔE sich im Laufe der Zeit viel langsamer ändert als das einzelne Element für sich, wenn die Entfernung r der beiden Punkte A und B eine bestimmte Größe R nicht überschreitet.

Liegen also die beiden Punkte A und B innerhalb dieser Grenzentfernung R, die man als Reduktionsradius bezeichnen kann, so kann man die Ortsdifferenz ΔE für eine begrenzte Zeit mit hinreichender Genauigkeit als eine lineare Funktion der Zeit ansetzen:

$$\Delta E = \Delta E_0 + a\,(t - t_0). \tag{3}$$

Diese Beziehung ist für zeitliche Mittelwerte, z. B. die Jahresmittel um so besser erfüllt, als man sie auch zur Reduktion von Feldmessungen auf die Epoche anwendet, also sogar auf Momentanwerte bezieht.

Ist also die Ortsdifferenz für zwei verschiedene Zeitpunkte bekannt und ebenso der Verlauf eines Elements am Orte A, so kann nach dieser Beziehung (3) der Verlauf für den Ort B interpoliert werden. Ebenso kann der Verlauf der Ortsdifferenz dazu benützt werden, die Homogeneität einer Reihe zu überprüfen, falls die verwendete Vergleichsreihe als homogen anzusehen ist. Von dieser Methode ist bei der einheitlichen Reduktion der Wiener Beobachtungen mehrfach Gebrauch gemacht worden.

V. Die Reduktion der Wiener Beobachtungen.

1. *Deklination.* Die Beobachtungsergebnisse der Teilreihen 1 und 2 hat schon J. Liznar [*2*] anläßlich der Verarbeitung der beiden Landesaufnahmen 1850,0 und 1890,0 einer gemeinsamen Bearbeitung unterzogen, deren Ergebnisse hier im wesentlichen übernommen wurden.

Im besonderen ist noch darauf hinzuweisen, daß die alte Reihe (Teilreihe 1) nach Liznars Angabe einen „Lokaleinfluß" im Betrag von 7′2 aufweist; dieser Lokaleinfluß entspricht jedoch in der Hauptsache der Ortsdifferenz Wien-Favoriten gegen Wien-Hohe Warte. Ferner ist an der Teilreihe 2 (Wien-Hohe Warte) noch eine Verbesserung im Betrag von — 3′3 anzubringen. Diese Verbesserung rührt von einem Fehler in der Bestimmung des Azimuts der Mire her. Beide Verbesserungen sind an den bisher publizierten Werten von Wien, abgesehen von der jetzt erwähnten Zusammenstellung nicht angebracht worden. Sie finden sich daher auch in anderen Zusammenstellungen von Wiener Beobachtungswerten nicht [*3*, *4*, *5*].

Für die Teilreihe 1 habe ich in der Gesamtübersicht die D-Werte auf ganze Bogenminuten mit Rücksicht auf die vorgenommenen Reduktionen abgerundet. Erst mit Beginn der Teilreihe 2 sind die Jahresmittel auf unmittelbarer Beobachtung beruhend und frei von den Unsicherheiten der Reduktion auf Wien-Hohe Warte auf zehntel Bogenminuten angegeben.

Zur Reduktion der Teilreihe 3 (Wien-Auhof) auf Wien-Hohe Warte wurde die Ortsdifferenz aus den Ergebnissen der Landesaufnahmen 1890,0 und 1930,0 bestimmt. Es ergibt sich so

$$D\ (\text{Auhof}) + 5'0 = D\ (\text{Hohe Warte}).$$

Zur Interpolation des Zeitraumes 1898 bis 1928 wurden die Beobachtungen von O'Gyalla (Stara Dale), Pola, Prag und als Kontrollreihe

die Werte von Potsdam verwendet. Die Reihen von Prag und Pola reichen nämlich nicht zur Überbrückung des ganzen Zeitraums aus, da Pola 1922 und Prag 1926 seine Tätigkeit einstellt. Dafür ist die Reihe des für Wien nächst benachbarten Observatoriums O'Gyalla zur Überbrückung des gesamten Zeitraums geeignet. Da die nach den verschiedenen Reihen interpolierten Reihen unter sich etwas differieren (maximale Streuung 3′), wurden die endgültigen Werte aus ihnen gemittelt.

2. *Inklination.* Auch für sie hat Liznar an der gleichen Stelle schon eine Zusammenfassung gegeben. Da aber diese Werte, wie er selbst bemerkt, bis zum Jahre 1883 aus den absoluten Beobachtungen allein abgeleitet sind und daher größere Unregelmäßigkeiten aufweisen, die größtenteils Beobachtungsfehlern zugeschrieben werden müssen, habe ich aus der von ihm mitgeteilten Reihe durch übergreifende Mittelwertsbildung über je fünf Jahre eine geglättete Reihe abgeleitet, bei der die Beobachtungswerte erhalten bleiben.

Zur Reduktion der Teilreihe 3 auf Wien-Hohe Warte wurde der aus den Landesaufnahmen sich ergebende Lokalunterschied

$$I \text{ (Auhof)} - 2'0 = I \text{ (Hohe Warte)}$$

verwendet.

Zur Überbrückung der Beobachtungslücke zwischen 1898 und 1928 standen nur wenige Beobachtungen zur Verfügung. Von O'Gyalla gibt es nur die Beobachtungsjahre 1906 bis 1910, dazu kommen noch Anschlußmessungen während der Liznarschen Landesaufnahme, die sich auf die Epoche 1890,0 beziehen. Ferner wurde die Beobachtungsreihe von Pola verwendet, die 1922 endet und als einzige den ganzen Zeitraum überbrückende Reihe die von Potsdam, obgleich in diesem Falle die räumliche Entfernung (rund 500 km) schon etwas groß ist. Dafür bietet diese Reihe den Vorteil der Homogenität. Lange Beobachtungsreihen von I sind aus diesem Zeitraum nur in geringer Zahl vorhanden.

3. *Horizontalintensität.* Für sie hat Liznar keine einheitliche Bearbeitung gegeben. Die Schwierigkeit liegt bei diesem Element in der richtigen Erfassung und Beibehaltung des einheitlichen absoluten Niveaus. Tatsache ist, daß die Absolutkonstanten der verwendeten Magnettheodolite Lamont I und Lamont II während des Zeitraumes 1853 bis 1875 eine Änderung erfahren haben, wie eine im Jahr 1869 erfolgte Überprüfung der Konstanten von Lamont I in München ergeben hat. Im einzelnen lassen sich aber heute diese Änderungen und der Zeitpunkt ihres Eintritts nicht mehr feststellen. Ich habe daher zur Ableitung einer möglichst homogenen Reihe einen anderen Weg einschlagen müssen.

Mit großer Wahrscheinlichkeit kann man annehmen, daß zur Zeit der Kreilschen Landesaufnahme, also um 1850, die Magnetkonstanten noch keinen Änderungen unterworfen waren; dafür läßt sich auch, wie später gezeigt wird, ein indirekter Beweis erbringen.

Für die Epoche 1890,0 hat Liznar (l. c. p. 6ff.) nun ausführliche Vergleiche und Anschlüsse aller bei der Vermessung verwendeten Theodolite durchgeführt. Es ergab sich so, daß die mit Lamont I gemessenen

H-Werte, auf denen auch die Reihe Wien-Hohe Warte beruht, mit einer Korrektur von $+40\,\gamma$ zu versehen sind, um absolute Werte der Intensität zu geben. Diese Korrektion von $+40\,\gamma$ ist an den Werten der Teilreihe 2 ab 1881 (Zeitpunkt des Anschlusses von Lamont I) entsprechend angebracht worden.

Auch der 1889 durchgeführte Vergleich Wien-Pola liefert den gleichen Korrektionswert, und schließlich läßt sich als indirekter Beweis für die Richtigkeit des Wiener H-Niveaus zur Zeit der Landesaufnahme 1890,0 noch der von Ad. Schmidt [6] durchgeführte Vergleich der österreichischen mit der norddeutschen, von ihm bearbeiteten Landesaufnahme anführen.

Die Beobachtungsreihe von Prag ist im Zeitraum 1850 bis 1890 als homogen anzusehen. Weder an den verwendeten Instrumenten noch auch am Beobachtungsort hat eine Veränderung stattgefunden, es könnten nur äußere Einflüsse eine unkontrollierte Störung hervorgerufen haben. Aber auch dies ist unwahrscheinlich. Liznar findet für Prag zur Epoche

$$\begin{aligned} 1850{,}0 \quad \delta H &= -12\,\gamma, \\ 1890{,}0 \quad \delta H &= -17\,\gamma, \end{aligned}$$

wobei δH die „Störung" (beob. Wert — Normalwert) bedeutet. Im Rahmen der Meßgenauigkeit stimmen diese Zahlen überein.

Nach den unmittelbaren Prager Beobachtungen ergaben sich nun für die beiden Epochen folgende beobachtete Werte (H_b), denen die von Liznar auf Grund seiner bzw. der Messungen Kreils mit dem Wiener Theodoliten Lamont I abgeleiteten H-Werte (H_L) gegenübergestellt werden:

1850,0:	$H_b = 18906\,\gamma$	1890,0:	$H_b = 19710\,\gamma$
	$H_L = 18862$		$H_L = 19673$
daraus folgt:	$H_b - H_L = 44\,\gamma$		$= 37\,\gamma$.

Mithin liegen zu den beiden Epochen die Prager Werte um fast denselben Betrag über den Angaben des Theodoliten Lamont I; der Unterschied der Abweichungen liegt innerhalb der damaligen Genauigkeitsgrenzen. Daraus läßt sich aber außer dem Niveau-Unterschied Wien-Prag (im Mittel $40\,\gamma$) auch noch schließen, daß zur Zeit der ersten Landesaufnahme die Angaben von Lamont I richtig waren. Denn die H_L-Werte von 1850 sind unmittelbare Messungsergebnisse, die von 1890 hingegen verbesserte H_L-Werte.

Daraus folgt also, daß die Prager H-Reihe tatsächlich homogen ist und daß, wenigstens im Durchschnitt (abgesehen von Messungsfehlern an einzelnen Stationen), auch die H-Werte der ersten Landesaufnahme 1850,0 sich auf das gleiche Niveau wie die der zweiten Landesaufnahme beziehen und untereinander vergleichbar sind.

Ich habe daher zunächst, unter Beibehaltung der durch die beiden Landesaufnahmen definierten Epochenwerte, die H-Werte von Prag um die entsprechenden Beträge verbessert und etwas ausgeglichen. Die so entstandene Reihe, die Tabelle 1 angibt, habe ich dann als Grundreihe zum Vergleich mit den Werten von Wien genommen. Der Vergleich

mit der Wiener Reihe zeigt nun, daß bis 1858 und dann wieder ab 1878 die Wiener Reihe homogen ist; dazwischen weist sie einige Sprünge aus. Sie wurde daher mit Hilfe der Ortsdifferenzen nach der Prager Reihe während des fraglichen Zeitraums ausgeglichen.

Die Ursache der Unregelmäßigkeiten liegt wohl in der unsachgemäßen Handhabung des Theodoliten. Bei Ablenkungen nach Lamont soll der Winkel zwischen den magnetischen Achsen von Nadel und Stab ein rechter sein. Die Lage der Nadel ist durch die Spiegelnormale definiert. Es scheint nun manchmal zu Verstellungen dieses Spiegels gegen die Achse der Nadel gekommen zu sein, vor allem in dem Zeitraum zwischen Kreil und Liznar. Jede derartige Änderung bewirkt aber eine Änderung der Ablenkungsfunktion und damit auch der Theodolitkonstante.

Zur Reduktion der Teilreihe 3 auf Wien-Hohe Warte wurde aus der Berücksichtigung des Normalfeldunterschiedes und der Lokalstörungen die Beziehung

$$H \text{ (Auhof)} - 3\,\gamma = H \text{ (Hohe Warte)}$$

verwendet.

Tabelle 1. *Horizontalintensität Prag.*

Jahr	H	Jahr	H
1851	18900 γ	1876	19472 γ
52	926	77	491
53	951	78	508
54	973	79	523
55	997	80	532
56	19018	1881	19541
57	032	82	554
58	050	83	566
59	065	84	587
60	092	85	607
1861	19121	86	624
62	150	87	639
63	181	88	650
64	206	89	662
65	233	90	684
66	256	1891	19703
67	271	92	722
68	287	93	748
69	305	94	772
70	324	95	798
1871	19349	96	821
72	374	97	846
73	401	98	868
74	430	99	890
75	452	1900	911

Doch mußte an der Teilreihe 3 noch eine weitere Korrektur angebracht werden. Beim Anschluß (Juni 1932) des Normal-Theodoliten Starke und

Kammerer 1081, der bis zur Zerstörung des Observatoriums immer mit der gleichen Konstanten verwendet wurde, ergab sich, weil der Anschluß nur mittelbar erfolgte, die Theodolitkonstante zu groß. Aus drei späteren direkten Vergleichsmessungen wurde die Korrektion der gemessenen H-Werte zu

$$\delta H = -7{,}9\,\gamma$$

ermittelt. Sie ist ab Juni 1932 an die Monatsmittel bzw. die Jahresmittel der Reihe Wien-Auhof angebracht worden. Dadurch ist diese Teilreihe gleichfalls auf absolutes Niveau bezogen.

Zur Überbrückung des Zeitraumes 1898 bis 1928 wurden die Reihen von Prag, O'Gyalla und Pola, soweit sie reichen, verwendet. Zur vollständigen Schließung der Lücke mußte ebenso wie im Falle der Inklination die Potsdamer Reihe herangezogen werden.

VI. Der Zeitraum 1945—1950.

Da im April 1945 das Observatorium anläßlich der Kriegshandlungen um Wien samt seiner instrumentellen Ausrüstung zerstört wurde und die Beobachtungen erst im September 1951 wieder aufgenommen werden konnten, mußten noch die Jahresmittel der magnetischen Elemente für den Zeitraum 1945 bis 1950 interpoliert werden. Dies geschah mit Hilfe der Jahresmittelwerte von Fürstenfeldbruck. Der Vergleich des gemeinsamen Zeitraumes 1939 bis 1944 zeigte, daß zwischen Wien und diesem Observatorium eine sehr gute Parallelität des zeitlichen Ganges der Elemente besteht. Es wurden daher die Messungen von September 1951 bis März 1952 zur Bestimmung der Ortsdifferenz verwendet und durch Interpolation aus den früher bekannten Werten dieser Differenz mit Hilfe der Jahresmittelwerte von Fürstenfeldbruck diejenigen von Wien abgeleitet. Herrn F. Burmeister möchte ich hier für seine freundliche Unterstützung meinen besten Dank aussprechen.

VII. Ergebnisse.

Tabelle 2 enthält das Ergebnis der im vorstehenden geschilderten Rechnungen und Reduktionen. Aus den direkt abgeleiteten Elementen D, I und H sind die rechtwinkligen Komponenten X, Y, Z und die Totalintensität T mit Hilfe der bekannten Beziehungen berechnet worden.

Im säkularen Verlauf zeigt D einen ziemlich gleichmäßigen Anstieg, während H und I Extremstellen aufweisen. H hat ein Maximum um 1904, I ein sehr flaches Minimum um 1906. Doch fallen diese beiden Extreme in die Zeit, aus der die unmittelbaren Beobachtungen fehlen, dürfen daher ihrem zeitlichen Eintritt und Betrag nach als nicht ganz gesichert gelten. An Extremstellen des zeitlichen Verlaufes ist die Interpolation mit Hilfe der Ortsdifferenzen ungenauer, da im allgemeinen das Extremum an verschiedenen Orten auch zu verschiedenen Zeiten eintritt, in diesem Falle also die annähernde Parallelität des zeitlichen Ganges an benachbarten Orten nur schlecht erfüllt ist.

Tabelle 2. *Magnetische Elemente und Komponenten, bezogen auf die Mitte des Jahres, für Wien-Hohe Warte 1851—1950.*

Jahr	*D*	*H*	*I*	*X*	*Y*	*Z*	*T*
1851	— 13° 20′	19932	64° 20′4	19395	— 4597	41490	46029
52	14	59	19′0	429	69	503	052
53	08	85	17′6	462	41	513	073
54	— 12 59	20006	16′8	494	— 4495	532	099
55	51	30	14′5	528	55	511	091
56	45	51	13′0	557	25	508	098
57	37	61	11′8	577	— 4382	492	087
58	29	73	10′8	598	39	486	087
59	24	85	8′4	616	13	437	048
60	14	107	6′3	650	— 4261	418	041
1861	— 12° 08	20136	64° 2′0	19686	— 4232	41346	45988
62	01	166	63 59′4	724	— 4198	328	986
63	— 11 56	194	57′0	758	76	312	984
64	49	218	54′6	790	40	288	973
65	40	240	52′0	822	— 4093	254	952
66	32	265	49′1	856	52	217	934
67	24	280	46′5	880	08	169	893
68	19	294	43′7	899	— 3982	113	855
69	11	304	40′7	918	38	043	791
70	04	321	38′5	943	01	011	770
1871	— 10° 58′2	20345	63° 36′4	19973	— 3872	40997	45767
72	52′7	370	34′5	20004	44	990	773
73	46′0	398	32′7	039	10	993	787
74	39′2	424	30′4	072	— 3766	976	784
75	33′2	447	29′2	101	45	986	804
76	27′8	466	28′7	126	17	41010	833
77	21′8	485	27′8	151	— 3685	021	851
78	15′5	502	26′1	174	51	004	844
79	7′6	519	25′2	199	08	011	858
80	2′0	527	25′3	213	— 3576	024	878
1881	— 9° 56′2	20536	63° 25′1	20228	— 3544	41042	45893
82	51′9	543	25′0	239	20	053	906
83	45′1	556	24′7	259	— 3482	070	927
84	38′7	581	23′5	290	48	084	951
85	34′6	597	22′1	310	27	075	949
86	29′1	615	22′5	333	— 3398	122	46000
87	23′6	630	21′2	353	67	113	45999
88	18′5	648	19′7	376	40	106	999
89	13′6	667	18′5	400	14	107	46010
90	8′6	674	17′2	411	— 3285	079	45991
1891	— 9° 05′4	20688	63° 15′8	20429	— 3268	41068	45985
92	— 8 58′9	697	15′1	443	31	065	986
93	53′0	724	13′7	475	00	077	46009
94	46′9	740	12′1	497	— 3166	061	002
95	41′8	771	9′0	532	41	031	45988
96	36′3	796	7′1	562	12	024	994

(Fortsetzung der Tabelle 2.)

Jahr	*D*	*H*	*I*	*X*	*Y*	*Z*	*T*
1897	— 8° 30′6	20820	63° 6′0	20591	— 3081	41038	46018
98	26′5	833	4′6	607	58	023	010
99	22′4	859	2′6	637	38	015	014
1900	17′5	884	1′0	666	12	017	027
1901	— 8° 12′0	20904	62° 59′5	20690	— 2982	41012	46032
02	7′5	914	57′5	704	56	40972	001
03	3′3	917	57′0	711	31	964	45995
04	— 7° 58′4	921	56′1	719	02	945	980
05	53′2	918	56′0	720	— 2870	936	971
06	48′1	920	55′5	726	42	925	962
07	42′7	906	56′2	717	05	918	950
08	35′9	893	56′6	710	— 2763	905	932
09	29′0	874	56′8	696	19	874	895
10	21′2	869	56′4	697	— 2671	852	874
1911	— 7° 12′2	20856	62° 56′2	20691	— 2615	40821	45840
12	3′5	842	56′7	684	— 2561	808	822
13	— 6° 54′2	825	57′5	674	03	798	806
14	44′3	800	58′4	656	— 2441	775	774
15	34′8	765	63° 0′6	628	— 2380	771	754
16	25′1	741	2′2	611	19	771	743
17	15′8	711	4′1	587	— 2260	768	727
18	6′4	691	6′3	574	01	793	740
19	— 5° 56′8	670	7′5	559	— 2142	787	725
20	46′3	652	8′7	547	— 2077	787	717
1921	— 5° 36′2	20641	63° 9′7	20542	— 2015	40794	45719
22	25′0	627	10′7	535	— 1947	796	714
23	14′3	618	11′4	532	— 1882	799	712
24	2′7	605	12′8	525	12	815	721
25	— 4° 51′3	591	14′4	517	— 1743	834	732
26	39′1	564	17′0	496	— 1668	857	741
27	28′1	553	18′5	491	01	880	756
28	17′5	536	20′4	479	— 1537	902	768
29	7′4	516	22′4	463	— 1475	922	777
30	— 3° 57′6	508	24′8	459	16	977	823
1931	— 3° 48′8	20503	63° 27′0	20458	— 1364	41033	45870
32	39′5	498	28′8	456	08	077	907
33	30′1	496	30′7	458	— 1252	130	954
34	20′8	491	32′4	456	— 1196	170	988
35	11′7	475	36′1	443	41	250	46052
36	2′3	471	38′2	442	— 1085	305	099
37	— 2° 54′0	461	40′8	435	35	363	147
38	46′3	462	43′1	438	— 989	435	212
39	38′8	463	44′7	441	45	486	258
40	30′6	462	46′9	442	— 896	548	322
1941	— 2° 22′4	20456	63° 49′3	20438	— 847	41612	46368
42	16′2	460	50′3	444	12	651	404

(Fortsetzung der Tabelle 2.)

Jahr	*D*	*H*	*I*	*X*	*Y*	*Z*	*T*
1943	— 2° 8′6	20459	63° 52′8	20445	— 765	41725	46471
44	1′9	460	54′8	447	25	789	528
45	— 1° 54′4	455	56′6	444	— 681	834	567
46	46′4	433	59′9	423	32	891	608
47	39′4	428	64° 1′3	420	— 591	924	636
48	32′5	432	2′2	425	50	965	675
49	26′3	432	3′7	426	13	42007	712
50	18′2	444	4′2	439	— 465	047	754

Am interessantesten scheint der Verlauf der Totalintensität zu sein. Sie schwankt vom Beginn der Beobachtungen bis etwa zum Jahre 1935 immer zwischen den gleichen Grenzen, zeigt aber von da an monotonen Anstieg. Eine Zunahme der Totalintensität kann auf zweierlei Weise zustande kommen: einmal durch eine Zunahme der lokalen oder regionalen Magnetisierung ohne wesentliche Veränderung des Erdfeldes als Ganzes, oder aber durch eine Verlagerung des gesamten Erdfeldes, wobei das System der Isodynamen gegenüber dem Erdkörper verschoben wird. Bevor aber irgendein Erklärungsversuch unternommen wird, bleibt abzuwarten, wie lange diese Zunahme noch andauern bzw. welches Ausmaß diese Erscheinung erreichen wird.

Die in Tabelle 2 angegebenen Mittelwerte der Elemente und Komponenten beziehen sich, wie üblich, auf die Mitte des Jahres.

Aus ihnen sind für die magnetischen Elemente durch fortlaufende, übergreifende Mittelbildung Zehnjahresmittel abgeleitet worden. Durch die Art der Ableitung ist aus ihnen der Einfluß der Sonnenfleckenperiode eliminiert, sie geben daher den Verlauf der Säkularvariation allein an.

Die in Tabelle 3 angegebenen, ausgeglichenen Mittelwerte $\overline{D}$, $\overline{H}$ und $\overline{I}$ haben als zeitlichen Schwerpunkt im Gegensatz zu den gewöhnlichen Jahresmitteln den *Anfang* des Jahres.

Tabelle 3. *Ausgeglichene Werte der magnetischen Elemente, bezogen auf den Anfang des Jahres für Wien-Hohe Warte.*

Jahr	$\overline{D}$	$\overline{H}$	$\overline{I}$	Jahr	$\overline{D}$	$\overline{H}$	$\overline{I}$
1856	— 12° 48′1	20028,9	64° 13′9	1866	11° 36′4	20241,8	63° 50′4
57	40′9	049,3	12′0	67	29′4	262,7	47′8
58	33′6	070,0	10′1	68	22′6	283,1	45′3
59	26′4	090,9	8′0	69	15′6	303,5	42′9
60	19′4	112,1	5′8	70	8′6	324,1	40′4
1861	12′3	133,1	3′5	1871	1′9	344,8	38′2
62	5′0	154,5	1′1	72	—10° 55′5	364,9	36′1
63	— 11° 57′7	176,4	63° 58′6	73	49′3	385,4	34′3
64	50′7	198,5	55′9	74	42′9	406,2	32′5
65	43′4	220,4	53′1	75	36′6	427,7	31′0

(Fortsetzung der Tabelle 3.)

Jahr	$\bar{D}$	$\bar{H}$	$\bar{I}$	Jahr	$\bar{D}$	$\bar{H}$	$\bar{I}$
1876	— 10° 30′4	20448,3	63° 29′6	1911	— 7° 14′6	20855,0	62° 57′1
77	24′2	467,4	28′5	12	6′3	837,1	57′8
78	18′1	484,7	27′6	13	— 6° 57′6	817,6	58′6
79	12′0	500,5	26′8	14	48′6	797,4	59′5
80	6′0	516,2	26′1	15	39′4	777,0	63° 0′6
				16	29′9	755,3	1′8
1881	0′1	531,2	25′4	17	20′3	733,8	3′2
82	— 9° 54′2	546,1	24′7	18	10′5	712,3	4′6
83	48′4	560,6	24′1	19	0′5	691,6	6′0
84	42′7	575,2	23′4	20	— 5° 50′3	672,1	7′4
85	37′3	590,0	22′8				
86	32′0	604,7	22′0	1921	40′0	654,7	8′8
87	26′9	619,9	21′0	22	29′4	637,0	10′3
88	21′6	635,3	20′0	23	18′6	621,2	11′7
89	16′4	652,1	18′9	24	7′7	605,7	13′1
90	11′2	668,0	17′8	25	— 4° 56′8	590,3	14′6
				26	45′9	575,9	16′2
1891	5′9	685,4	16′5	27	35′2	562,1	17′9
92	0′7	703,5	14′9	28	24′6	549,2	19′8
93	— 8° 55′4	722,5	13′4	29	14′2	537,0	21′7
94	50′2	741,0	11′9	30	4′0	525,6	23′6
95	45′0	760,2	10′3				
96	39′9	781,2	8′7	1931	— 3° 54′1	514,0	25′8
97	34′6	802,8	7′1	32	44′4	504,7	27′9
98	29′4	824,5	5′3	33	35′0	495,5	30′2
99	24′5	843,8	3′6	34	25′8	488,1	32′4
1900	19′6	861,9	2′0	35	17′0	482,8	34′7
				36	8′3	478,2	36′9
1901	14′8	876,6	0′7	37	— 2° 59′6	473,5	39′1
02	10′0	889,0	62° 59′6	38	51′3	469,7	41′2
03	5′2	897,6	58′6	39	43′2	466,0	43′5
04	0′1	903,6	57′8	40	35′3	462,9	45′7
05	— 7° 54′8	905,1	57′2				
06	49′1	903,6	56′8	1941	27′6	460,9	47′8
07	43′2	898,8	56′4	42	20′0	457,1	49′9
08	36′8	891,6	56′4	43	12′5	453,8	52′0
09	29′8	882,4	56′4	44	5′1	450,8	53′9
10	22′4	870,3	56′6	45	— 1° 57′9	447,7	55′8
				46	50′6	445,9	57′5

Zum Schluß möchte ich noch darauf hinweisen, daß die hier verwendeten Verbesserungen an die Beobachtungswerte so angebracht wurden, wie es die durch die beiden österreichischen Landesaufnahmen gegebenen Ortsdifferenzen erfordern. Es sind durch entsprechende Reduktion alle durch die Landesaufnahmen verbundenen Reihen, hier Wien und Prag, auf das gleiche Niveau gebracht. Für die Lage dieses Niveaus sind die von J. Liznar ausgeführten Instrumentenvergleiche (l. c. Teil I, p. 6ff.) maßgebend.

Literaturverzeichnis.

1. Ergebnisse der magnetischen Beobachtungen. Potsdam, Ergänzungsband, S. 30. Veröffentl. Preuß. Meteor. Institut Nr. 232, Berlin 1911.
2. Liznar, J.: Die Verteilung der erdmagnetischen Kraft in Österreich-Ungarn, II. Teil, Denkschr. Akad. Wiss. Wien **75**, 92 (1898).
3. Vestine, E. H. and Coll.: Description of the Earth's Main Magnetic Field and its Seculare Change 1905—1945. Carnegie Inst. of Washington, Publ. 578 (1947).
4. Bock, R. und W. Schumann: Katalog der Jahresmittel der magnetischen Elemente der Observatorien und der Stationen, an denen eine Zeitlang erdmagnetische Beobachtungen stattfanden. Bd. II. +482/33. Abh. d. Geoph. Inst. Potsdam Nr. 9 (1948).
5. Fleming, J. A. and W. E. Scott: List of Geomagnetic Observatories and Thesaurus of Values, VIII. Terr. Magnet. and Atm. Electr. **53**, 199 (1948).
6. Schmidt, Ad.: Die magnetische Vermessung I. Ordnung des Königreiches Preußen. Veröffentl. Preuß. Meteor. Institut Nr. 276, Berlin 1914.

Buchbesprechungen.

Lehrbuch der Meteorologie. Von HANN-SÜRING. Fünfte, vollständig neu bearbeitete Auflage. 10. Lieferung: VIII, 116 S. Leipzig: S. Hirzel. 1951. DM 12.—.

Als zu Ende des zweiten Weltkrieges von der neuen Auflage des bekannten Lehrbuches der Meteorologie erst acht Lieferungen vorlagen, war zu befürchten, daß, bedingt durch die großen Nachkriegsschwierigkeiten in Deutschland, das Werk unvollendet bleiben würde. Erfreulicherweise ist es aber dem greisen Herausgeber, Prof. SÜRING, der das Erscheinen der letzten Lieferung leider selbst nicht mehr erleben konnte, trotz aller Schwierigkeiten gelungen, das große Werk doch noch der Vollendung zuzuführen. In der nun vorliegenden 11. und letzten Lieferung hat SÜRING selbst die Abschnitte über elektrische Erscheinungen und verwandte atmosphärische Störungen neu bearbeitet. Es werden darin behandelt: der normale elektrische Zustand der Atmosphäre und die Quellen der Ionisierung und Leitfähigkeit der Luft, das gestörte elektrische Feld und die Ladungen von Wolken und Niederschlägen, die elektrischen und meteorologischen Vorgänge bei Gewittern und die örtliche und zeitliche Verteilung der Gewitter, der Hagel und die örtliche und zeitliche Verteilung der Hagelfälle und schließlich die Kleintromben, Wind- und Wasserhosen und Tornados.

Das Erscheinen des Gesamtwerkes hat sich durch kriegsbedingte Verzögerung nun fast über 15 Jahre erstreckt. Es liegt in der Natur der Sache, daß dadurch besonders in den früheren Lieferungen manche neue Ergebnisse der Meteorologie noch nicht berücksichtigt werden konnten. Einiges davon ist in kurzen Nachträgen in der vorliegenden Lieferung ergänzt worden. So wird von GÖTZ über die bei V-Raketenaufstiegen gewonnenen Meßergebnisse über die Erweiterung des Sonnenspektrums nach Durchstoßen der Ozonschicht und über Probleme der Ozonverteilung ganz kurz berichtet und von GOLDSCHMIDT eine Übersicht über den die neueren Ergebnisse berücksichtigenden Stand der luftelektrischen Forschung und über die besonders beim amerikanischen Thunderstorm-Projekt gewonnenen neuen Erkenntnisse geboten. Der letzten Lieferung ist auch ein ausführliches Sachverzeichnis des Gesamtwerkes beigegeben.

Wenn man nun das vollständig vorliegende Werk überblickt, muß man feststellen, daß es noch immer den Rang des ausführlichsten, umfassendsten und größten *Lehrbuches* unseres Wissensgebietes hält. Durch die lange Verzögerung des Erscheinens der einzelnen Lieferungen sind naturgemäß auch zahlreiche Forschungsergebnisse der neuesten Meteorologie, so besonders aus dem Gebiet der Dynamik und der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre, in dem Buch noch nicht dargestellt und es wäre daher zu wünschen, daß

in einer baldigen Neubearbeitung die Geschlossenheit der Darstellung wieder hergestellt werden könnte. Auch in der Art der Darstellung der einzelnen Teile ist die neue Auflage inhomogener als die früheren Auflagen. Dies ist dadurch bedingt, daß es notwendig war, mehrere Mitarbeiter heranzuziehen, von denen SÜRING selbst sich bemühte, die alte Form der Darstellung beizubehalten und die neuen Ergebnisse einzufügen, während die meisten anderen Mitarbeiter ihr Arbeitsgebiet in vollständig neuer Form zur Darstellung brachten, wodurch einerseits das Buch unzweifelhaft in mancher Hinsicht gewonnen hat, anderseits aber die Geschlossenheit und Homogenität der früheren Auflagen zum Teil verlorenging. Dies äußert sich auch darin, daß manchmal Spezialgebiete über Gebühr ausführlich dargestellt wurden, während andere ältere Erkenntnisse der Meteorologie sozusagen als allgemein bekannt vorausgesetzt wurden und in der Darstellung etwas zu kurz gekommen sind, die in einem *Lehrbuch* doch auch entsprechend behandelt werden sollten. Diese Hinweise sollen aber die Bedeutung des Lehrbuches nicht schmälern, sondern nur einer unzweifelhaft wünschenswerten neuen Auflage Anregung geben. F. STEINHAUSER, Wien.

Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomie, Geophysik und Technik. Von LANDOLT-BÖRNSTEIN. Sechste Auflage. In Gemeinschaft mit J. BARTELS, P. TEN BRUGGENCATE, K. H. HELLWEGE, KL. SCHÄFER, E. SCHMIDT und unter vorbereitender Mitwirkung von J. D'ANS, G. JOOS, W. A. ROTH †, herausgegeben von A. EUCKEN †. Band III: Astronomie und Geophysik. Teilweise vorbereitet von G. JOOS, herausgegeben von J. BARTELS und P. TEN BRUGGENCATE. Mit 331 Abb. und 8 Nomogrammen, XVIII, 795 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1952. Geb. DM 248,—.

Das große Tabellenwerk von LANDOLT-BÖRNSTEIN, daß sich in der ganzen Welt als Standardwerk einen allseits geachteten Namen gemacht hat, hat durch den vorliegenden Band, der die Gebiete der Astronomie und alle Zweige der Geophysik umfaßt und im Inhaltsreichtum wie auch in der Exaktheit der Darstellungen dem bekannten Hauptwerk nicht nachsteht, eine wesentliche Erweiterung erfahren. Zwei Drittel dieses Bandes sind der Geophysik gewidmet. Die Bearbeitung mag nicht leicht gewesen sein, da einerseits alle Tabellen aufgenommen werden sollten, die Grundgrößen und Konstanten von möglichster Vollständigkeit und Genauigkeit enthalten, und anderseits auch Tabellen, die Zusammenstellungen von quantitativen Beobachtungsergebnissen bringen, bei denen wegen der ungeheuren Fülle des geophysikalischen Beobachtungsmaterials eine zweckmäßige Auswahl und Begrenzung getroffen werden mußte. Die staunenswerte Reichhaltigkeit des Inhalts macht das Werk zu einem unentbehrlichen Helfer aller geophysikalischen Forschung und vermittelt auch deren Ergebnisse den Interessenten aus anderen Wissensgebieten und aus der Praxis.

In den einzelnen Abschnitten sind jeweils die formelmäßigen Grundlagen angegeben, die Grundgrößen nach verschiedenen Bestimmungsmethoden angeführt, die Begriffe kurz erklärt sowie Hilfsgrößen für Berechnungen und Beobachtungsergebnisse in ausführlichen Tabellen zusammengestellt oder in graphischen Darstellungen wiedergegeben, wobei alles durch entsprechende Literaturquellen belegt wird.

In dem Abschnitt über Schwerkraft und Erdfigur sind die Zahlen auf das internationale Ellipsoid umgerechnet und die Bestimmungsgrößen des

internationalen Erdellipsoids für die verschiedenen geographischen Breiten von Grad zu Grad fortschreitend, die Normalwerte der Schwere im Meeresniveau um je 10 Breitenminuten fortschreitend, dazu bei der Schwere u. a. auch noch Häufigkeitsverteilungen der Größen der isostatischen Schwereanomalien, die größten isostatischen Anomalien und die Verteilung der Abstände des Geoids vom internationalen Ellipsoid, soweit bekannt, für je 10°-Felder angegeben. Zu den Gezeitenkräften werden u. a. die wichtigsten Stammtiden mit Angabe ihrer Entstehung und das bisher vollständigste Tidenverzeichnis und dazu auch für 1911 bis 1970 die benötigten astronomischen Werte von Sonne und Mond mitgeteilt. Einen großen Umfang nehmen die Tabellen zum Abschnitt Minerale und Gesteine ein. Sie betreffen die radioaktiven Eigenschaften mit Isotopenbestimmungen und neuere Mineralanalysen, Altersbestimmungen nach den verschiedenen Methoden, die Radioaktivität der Gesteine, der Ozeane und der Festlandsgewässer, ein ausführliches Verzeichnis der Dichte der Minerale und Gesteine, die elastischen Eigenschaften, die magnetischen Eigenschaften und die thermischen Daten. Ein Abschnitt über Bodenkunde bringt dem Geophysiker sonst nicht leicht zugängliche Zusammenstellungen verschiedener wichtiger Zahlenwerte. Im besonderen werden Boden und Wasser, Bodenazidität, Boden und Wärme, Boden und Licht behandelt. Zur Beurteilung der Seismizität der Erde steht heute RICHTERS „Größe" im Vordergrund, deren Häufigkeiten und Beziehung zu den verschiedenen Elementen der Erdbeben wiedergegeben sind. Im Kapitel über Erdbebenwellen findet man Darstellungen der Wellenfronten und Wellenbahnen von Longitudinalwellen, der Bahnen verschiedenartiger Wellen im Erdinnern, Laufzeitkurven für Herde in 20 km und in 600 km Tiefe und graphische Darstellungen zur Bestimmung der Größe eines Bebens aus den Amplituden der P- und S-Wellen. Die derzeitigen Kenntnisse über das Erdinnere werden in Tabellen über den Wärmefluß aus der Erdkruste, über das Relief der Erdoberfläche, über die Dichte in der Erdrinde, über Laufzeiten und Geschwindigkeiten der Erdbebenwellen und über die Elastizität des Erdinneren und in Übersichten über die Schichtung der Erdrinde und über die verschiedenen Ansichten über Aufbau und Struktur des tieferen Erdinneren zusammengestellt. Im Abschnitt über Erdmagnetismus findet man Verzeichnisse der erdmagnetischen Observatorien mit ihren geographischen und geomagnetischen Koordinaten und mit den letzten Jahresmitteln und den Werten der Säkularvariationen der erdmagnetischen Elemente, sowie einige langjährige Beobachtungsreihen, ferner Tabellen der Verteilung von D, I, H, Z und F zur Epoche 1945,0 und der Verteilung der Säkularvariationen dieser Größen sowie Weltkarten der Verteilung von D, H, I und ihrer Säkularvariationen und Angaben über Anomalien einzelner Gebiete, Tabellen der Beziehung der geomagnetischen Breite und der Deklination ψ für das Feld des zentrischen Dipols, dessen Feld eine Näherung für das erdmagnetische Feld gibt, zu den geographischen Koordinaten, Weltkarten der Verteilung der Abweichungen vom Dipolfeld für 1907,5 und 1945,0 und eine Tabelle der Kugelfunktionsentwicklungen verschiedener Autoren.

Sehr umfangreich ist die Tabellensammlung zur Ozeanographie, die alle physikalischen Bestimmungsgrößen des Meerwassers darunter Dichte, Kompressibilität, Wärmeausdehnung, adiabatische Temperaturänderung, Gefrierpunkt, osmotischen Druck, Schallgeschwindigkeit und elektrische Leitfähigkeit in Abhängigkeit von verschiedenen Faktoren insbesondere von Salzgehalt, Temperatur und Tiefe und auch die physikalischen Eigenschaften des Meereises betrifft. Aus dem Gebiet der Meeresoptik vermitteln Tabellen

und graphische Darstellungen Beobachtungsergebnisse über die Brechung, Extinktion und Streuung nach Laboratoriumsuntersuchungen, über die Reflexion an der Meeresoberfläche, über das Eindringen des Tageslichtes, über das Oberlicht und das Unterlicht und über die Richtungsverteilung der Lichtintensität im Wasser, über Durchsichtigkeit, Sichttiefe und Farbe des Meereswassers. Ferner bringen Tabellen, graphische Darstellungen und Karten eine Übersicht über die Gliederung und den Umfang der Meeresräume und die Beobachtungsergebnisse der Verteilung und der zeitlichen Änderungen von Temperatur und Salzgehalt an der Meeresoberfläche und in der Tiefe und über die Salze und die Gase im Meerwasser. Auch Ergebnisse der dynamischen Ozeanographie, die Gezeiten und die Eisverhältnisse (letztere nur für die Küsten der Nord- und Ostsee) findet man dargestellt. Aus der Hydrographie werden für die wichtigsten Flüsse der ganzen Erde Abflußmengen und Wasserhaushalt sowie ihre zeitlichen Änderungen, Werte der Verdunstung von freien Wasserflächen und von bewachsenem und unbewachsenem Boden, Jahresgänge der Temperatur fließender Gewässer und der Schwimmstoffführung der Flüsse und zeitliche Änderungen des Grundwasserspiegels mitgeteilt.

Sehr viel Raum beansprucht der Abschnitt über Meteorologie. Nach einer kritischen Übersicht über die Einteilung, über die Zusammensetzung und den Aufbau der Atmosphäre werden die Beobachtungs- und Berechnungsergebnisse über die Verteilung der Lufttemperatur, des Luftdruckes und der Luftdichte, die verschiedenen „Normalatmosphären" und die unter verschiedenen Annahmen berechneten Modelle der Konstitution der hohen Atmosphäre bis in die höchsten Höhen und auch Beobachtungsergebnisse über die Verteilung des Wasserdampfes, über Wolkenhöhen und Wassergehalt der Wolken gebracht. Wertvoll sind die Zusammenstellungen der Beobachtungsdaten über den CO_2-Gehalt der Luft, über Spurenstoffe, über Kern- und Staubgehalt der Luft und über die Wolken- und Niederschlagselemente. Zum Ozonproblem werden genaue Angaben der Absorptionskoeffizienten aller Wellenlängen, der Höhen- und Breitenverteilung des Ozongehalts und seiner zeitlichen Änderungen gemacht. Der Abschnitt über Klima bringt die Klassifikation der Klimate nach Köppen, wozu auch eine Charakterisierung anderer neuerer Systeme der Klimaklassifikation erwünscht wäre, Tabellen der Jahresgänge von Luftdruck, Temperatur und Niederschlag von mehr als 200 Stationen aus allen Teilen der Erde und für mehrere Stationen lange Beobachtungsreihen für Temperatur und Niederschlag, graphische Darstellungen des jährlichen Witterungsverlaufes in verschiedenen Klimaten nach Tageswerten, die extremsten Beobachtungswerte und einige Angaben über Klimaschwankungen. Die Höhenwindverhältnisse werden durch die Beobachtungsergebnisse über Geschwindigkeiten, Komponenten der Luftversetzung und Häufigkeitsverteilungen an einigen Stationen und durch Topographien der 500, 225, 96 und 41 mb-Fläche veranschaulicht. Aus dem Gebiete der physikalischen Meteorologie muß der sehr übersichtliche und klärende Beitrag über das schwierige Problem des Austausches hervorgehoben werden. Über die gezeitenartigen Schwingungen der Atmosphäre geben die Tabellen der harmonischen Analysen der sonnen- und mondtägigen Schwingungen des Luftdruckes und anderer meteorologischer Elemente eine Übersicht. Zur Strahlungskunde, in der der Strahlungshaushalt mit Angaben über Pyrheliometerskalen und Beobachtungsergebnisse der verschiedenen Arten der Strahlungsschwächung, der Reflexion, der Gegenstrahlung und der Strahlungsbilanz sowie das Licht des Tageshimmels behandelt werden,

wären auch noch weitere Zusammenstellungen z. B. über Absorptionsspektren und spektrale Verteilung der Strahlung und über die Höhenabhängigkeit der Aus- und Einstrahlung erwünscht.

Zum Abschnitt Luftelektrizität bemerkt der Bearbeiter (H. Israël) „Es hat den Anschein, als stehe die Luftelektrizität in methodischer Hinsicht am Anfang einer neuen Arbeitsperiode, die in absehbarer Zeit eine kritische Neubewertung ihrer bisherigen Ergebnisse als möglich erhoffen läßt. Angesichts dessen erscheint es zweckmäßig, nur einen allgemeinen Überblick über das vorhandene Zahlenmaterial zu geben." Dieser Überblick ist aber sehr instruktiv und umfassend und betrifft Messungsergebnisse des Potentialgefälles, der Leitfähigkeit, der Raumladung, der Ionisation und Radioaktivität und die mit Gewittern zusammenhängenden Erscheinungen. Zur Physik der hohen Atmosphäre bringen, zum Teil durch zahlreiche Abbildungen unterstützt, die Abschnitte über Ionosphäre, erdmagnetische Variationen, Polarlicht, Nachthimmelslicht einen sehr guten Überblick über den neuesten Stand der Forschungsergebnisse. Schließlich sei auch noch das Verzeichnis aller derzeitigen und früheren geophysikalischen Zeitschriften erwähnt.

Der überaus reichhaltige Inhalt des Werkes gewinnt durch ausführliche Literaturangaben an Wert. Man kann ohne Einschränkung sagen, daß durch sorgfältigste Auswahl der aufzunehmenden Größen und Tabellen hier ein einmaliges Standardwerk entstanden ist, das in seiner Ausführlichkeit und Übersichtlichkeit und in seiner Bedeutung für die wissenschaftliche Forschung auf allen Gebieten der Geophysik auf der ganzen Erde nicht seinesgleichen hat.

Auch in dem der Astronomie gewidmeten Teil des Buches findet der Geophysiker viel Interessantes, so z. B. über Refraktion, Extinktion, Szintillation und über Dämmerungs- und Nachthimmelshelligkeit, über geographische Ortsbestimmung, Polhöhenschwankungen und Zeitbestimmung, astronomische Konstanten und Konstanten des Erdkörpers, Präzession und Nutation, über kosmische Materie, über die Sonne und die auf ihr auftretenden Erscheinungen, über die Physik der Planeten und Monde, über Kometen, Meteore und Zodiakallicht, die Strahlung der Sterne und die Linienspektren der Sonne und der Sterne, interstellare Materie, u. a. F. Steinhauser, Wien.

Das Wetter und seine Ursachen. Neuere Erkenntnisse vom Wettergeschehen. Von H.-J. aufm Kampe. Mit 129 Textabb., 164 S. Darmstadt: Dr. D. Steinkopff. 1951.

Die Zielsetzung des Buches ist insofern originell, als es nicht anstrebt, ein vollständiges Lehrbuch der Wetterkunde zu sein, sondern sich darauf beschränkt, vor allem Erkenntnisse über die Ursachen und das Wesen des Wettergeschehens mitzuteilen, die in den beiden letzten Jahrzehnten gewonnen wurden. „Ich war", schreibt der Verfasser, „der Meinung, daß es von Zeit zu Zeit notwendig ist, dem Studenten der Meteorologie und dem interessierten Laien — (von diesem werden allerdings physikalische Kenntnisse vorausgesetzt, Anm. d. Ref.) — wichtige Arbeiten, die auf dem Gebiete der Physik der Atmosphäre geschrieben wurden, in gedrängter Form zusammenzufassen." Dies scheint in der Tat sehr zweckmäßig. Der Verfasser ist in seinem Buch bestrebt, die Ansichten der verschiedenen Forschungsrichtungen möglichst objektiv wiederzugeben und jede persönliche Stellungnahme zu vermeiden. Dies mag für ein Werk, daß sich an einen weiteren Kreis wendet begründet sein; für ein Werk, das dem Fortschritt der meteorologischen Wissenschaft mehr dienen könnte, wäre es aber von Wert, wenn

neben der Zusammenfassung neuerer Ergebnisse auch eine kritische Bewertung der verschiedenen Ansichten geboten würde. Mit Rücksicht auf den vorgesehenen Leserkreis des Buches, mußte der Verfasser auch von der Behandlung rein theoretisch-mathematischer Arbeiten absehen. Da das Buch ein abgeschlossenes Ganzes werden sollte, mußte in den einzelnen Abschnitten natürlich auch von älteren Grundlagen ausgegangen werden. Dies gilt auch für die jeweils eingefügten geschichtlichen Vorbemerkungen.

Ausgehend von der Darstellung der physikalischen Grundlagen: der hydrostatischen Grundgleichung, der hydrodynamischen Bewegungsgleichungen, der hydrostatischen Gleichgewichtszustände der Atmosphäre in der Vertikalen, der Gleichgewichtsbedingungen in der Horizontalen und der Zirkulation werden Probleme der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre und der Zirkulationen außertropischer Breiten, ferner die verschiedenen Zyklonentheorien, darunter die norwegische Zyklonentheorie, die Konvergenz-Divergenz-Theorie, die stratosphärische Steuerung, die Gleichgewichtstheorie der Zyklonen nach Raethjen, die Kompensation, die Frontalzyklogenese und die Energetik der Zyklonen nach Raethjen und die wandernden und stationären Antizyklonen behandelt. Von periodischen Vorgängen im Wettergeschehen werden die Grundlagen und Erscheinungen der Symmetriepunkte, der Wellensteuerung und der Singularitäten dargestellt und von besonderen Wetterlagen der Föhn, die Nebelwetterlagen, die Glatteiswetterlagen und das Gewitter besprochen. Übersichtlich und eindrucksvoll werden die Probleme der Entstehung der Eiswolken und die Grundlagen der Versuche zur künstlichen Beeinflussung der Wolken dargelegt. Abschließend folgt noch eine Zusammenstellung von Merkregeln für die Wettervorhersage.

Das Buch ist in seiner Art sehr zweckmäßig und besonders für Studierende nützlich; es muß aber darauf hingewiesen werden, daß nicht alles Neue der letzten zwei Jahrzehnte gebracht wird, was hauptsächlich wohl darin begründet sein dürfte, daß das Manuskript im wesentlichen schon 1944 fertig war und daher vorwiegend die Entwicklung bis Kriegsende berücksichtigt, während von der Nachkriegsliteratur nicht mehr alles mitverarbeitet werden konnte.

F. Steinhauser, Wien.

The Atmospheres of the Earth and Planets. Herausgegeben von G. P. Kuiper. Zweite, durchgesehene Auflage. Mit 93 Textabb., XVI Tafeln, VIII, 434 S. Chicago: The University of Chicago Press. 1952. Geb. $ 8.50.

Die rasche Folge der zweiten ergänzten Auflage bezeugt das große Interesse, das diesem Werk (vgl. Besprechung der ersten Ausgabe: Arch. Met. Geoph. Biokl. A III, 343 (1951)) entgegengebracht wird. Ungefähr die Hälfte der Beiträge wurden in der neuen Ausgabe dem neuesten Stand der Forschung bis 1951 angepaßt. Hier sei nur auf die besonders den Meteorologen und Geophysiker interessierenden Ergänzungen hingewiesen. Im Abschnitt über das Spektrum des Nachthimmels und der Nordlichter sind vor allem die Untersuchungsergebnisse von Meinel über den Infrarotbereich des Nachthimmelslichtes, wo die beobachteten Banden als Rotations-Vibrations-Spektrum des OH gedeutet werden, eingebaut worden. Im Nordlichtspektrum wurden nun einwandfrei Wasserstofflinien festgestellt und es konnte nachgewiesen werden, daß der Wasserstoff dort extraterrestrischen Ursprungs ist. Weitere Ergänzungen betreffen den Nachweis von N_2O in der Atmosphäre, das der Bodenluft entstammt, und den Stickstoffkreislauf, repräsentative Ozonosphärentemperaturen und eine nicht-Rayleighsche

Streuung im Infrarotspektrum in Sonnennähe, den Nachweis von O_3, N_2O, CH_4, CO und HDO in der Erdatmosphäre aus tellurischen Infrarotbanden, die bei Hochaufstiegen gewonnene Erweiterung unserer Kenntnis vom Spektrum im extremen Ultraviolett u. a. Der Abschnitt über die planetaren Atmosphären und ihren Ursprung wurde vom Herausgeber selbst vollständig neu bearbeitet. Er geht dabei aus von einer Darstellung des neuesten Standes unserer Kenntnisse von der Zusammensetzung der Erdatmosphäre und vom Ursprung ihrer Bestandteile und behandelt dabei auch die Bedingungen des Entweichens von Gasen aus der Uratmosphäre besonders im Hinblick auf den Gehalt an Edelgasen und die Größe der Mindestmasse der Urerde. Im Anhang werden noch Ergänzungen über die vertikale Temperaturverteilung in der Atmosphäre bis 300 km Höhe mit der Lage der Emissionsschichten von OH, O_2, N_2^+, Nachthimmelslicht und ähnliches, über Messungen einer scharfen Abnahme des Magnetfeldes oberhalb 93 km Höhe im Bereich eines Stromsystems der E-Schicht der Ionosphäre zur Mittagszeit und über Bestandteile und physikalische Prozesse der Erdatmosphäre hinzugefügt.

Es muß als glücklicher Gedanke bezeichnet werden, dieses Buch, das seinen Ursprung den bei einem Symposion über Planeten-Atmosphären gehaltenen Vorträgen verdankt, durch Ergänzungen und Neubearbeitungen einzelner Abschnitte auf den neuesten Stand der Forschung zu bringen und so die Ergebnisse eines Forschungsgebietes, das in rascher Entwicklung begriffen ist, bequem zugänglich zu machen. Es wäre zu wünschen, daß diese Absicht auch in weiteren, dem jeweiligen Fortschritt der Forschung rechnungtragenden Neubearbeitungen weiter verfolgt würde. F. Steinhauser, Wien.

Katalog der Großwetterlagen Europas. Von P. Hess und H. Brezowsky. (Berichte des deutschen Wetterdienstes in der US-Zone: Nr. 33.) Mit 7 Tafelbeilagen, 39 S. Bad Kissingen: 1952.

Die Typisierung der Wetterlagen nach Großwetterlagen, die dem großräumigen Witterungszustand für mehrere Tage ein bestimmtes Gepräge geben, hat sich sowohl für den synoptischen Wetterdienst, für Mittel- und Langfristprognosen wie auch für synoptisch-klimatologische Betrachtungen und Untersuchungen als sehr fruchtbar erwiesen. Eine solche Typisierung für den europäischen Raum eingeführt zu haben, ist eine der bedeutendsten Leistungen des früheren, unter Leitung von F. Baur gestandenen Forschungsinstituts für langfristige Witterungsvorhersage in Bad Homburg, wo auch zum erstenmal ein Kalender der Großwetterlagen Europas, der für jeden Tag der Jahre 1881 bis 1939 den Großwetterlagentyp enthielt, zusammengestellt wurde. Damit ist der Großwetterforschung selbst wie auch der Verwertung der Großwetterlagen in der meteorologischen und in der klimatologischen Forschung eine äußerst wertvolle Grundlage gegeben worden. Es muß allerdings betont werden, daß der Verwertung des Kalenders der Großwetterlagen Grenzen gesetzt sind, die nicht immer beachtet werden: er ist sinngemäß nur für *großräumige* Untersuchungen gedacht und brauchbar und es besteht bei statistischen Untersuchungen der Abhängigkeit bestimmter Witterungserscheinungen von den Wetterlagen, die Randgebiete betreffen — und dazu gehören z. B. schon ganz Südeuropa oder Bereiche vom Ausmaße des Alpengebietes —, die Gefahr der Verschleierung wesentlicher Zusammenhänge. Dies zeigt sich schon darin, daß ein für das Alpengebiet so bedeutungsvoller Witterungstyp, wie es die Vb-Lage ist, nicht nur *einem* Großwetterlagentyp angehört, sondern, wie schon von Baur gezeigt wurde, in Begleitung von sehr verschiedenen Großwetterlagen auftreten kann.

Es liegt in der Natur der Sache, daß sich im Laufe der Zeit beim Arbeiten mit einem neuen Forschungselement verschiedene Auffassungen entwickeln und Verbesserungsvorschläge herausbilden, die sich nach ihrer Zweckmäßigkeit mehr und mehr klären werden. Dies war auch bei der Typisierung der Großwetterlagen der Fall, wie die vorliegende Veröffentlichung zeigt. Während in dem ersten Kalender der Großwetterlagen die zugrunde gelegten Zirkulationstypen nach der Art der Steuerung in Zentraltief, Zentralhoch und liniengesteuerte Lagen unterschieden wurden, wird der neuen Typisierung eine Einteilung nach den Zirkulationsmerkmalen „zonal", „gemischt" und „meridional" zugrunde gelegt. Danach werden 18 Großwetterlagen unterschieden: A mit überwiegend zonaler Zirkulation die Westlage und die Hochdruckbrücke über Mitteleuropa, B mit gemischter Zirkulation das Hoch über Mitteleuropa, die Südwestlage und die Nordwestlage und C mit überwiegend meridionaler Zirkulation bei nördlicher Strömung das Hoch über dem Nordmeer, Hoch über den Britischen Inseln, die Nordlage, der Trog über Mitteleuropa und das Tief über Mitteleuropa, bei südlicher und südöstlicher Strömung der Trog über Westeuropa, das Tief über den Britischen Inseln, die Südlage und die Südostlage und bei östlicher und nordöstlicher Strömung das Hoch über Fennoskandien, das Hoch über Nordmeer-Fennoskandien, die Nordostlage und die Winkelwestlage. Auch für die neue Einteilung ist die Lage der steuernden Hochdruckgebiete maßgebend geblieben. Durch Unterscheidung nach dem Witterungscharakter in Mitteleuropa in „zyklonal" bzw. „antizyklonal" bei einzelnen Großwetterlagen werden nun 28 Typen von Großwetterlagen unterschieden, die in dem vorliegenden neuen Kalender für jeden Tag der Jahre 1881 bis 1950 angegeben sind. Die charakteristischen Merkmale der einzelnen Typen werden besprochen und an einem Wetterkartenbeispiel erläutert. Dazu findet man auch Angaben über den Jahresgang der Häufigkeiten der einzelnen Großwetterlagen, über ihre durchschnittliche Dauer, über vorherrschende Luftkörper und Luftmassen und über die charakteristische Witterung. Graphische Darstellungen der für jeden Kalendertag festgestellten Häufigkeiten der wichtigsten Großwetterlagen und der durch Zusammenfassung ähnlicher Großwetterlagen gebildeten Großwettertypen geben einen anschaulichen Einblick in die natürliche Struktur des Jahresablaufes des Großwettergeschehens in Europa. F. Steinhauser, Wien.

Über den Jahresverlauf der absoluten und relativen Topographie im Zusammenhang mit Singularitäten, Großwetterlagen und Wetterrhythmen. Von R. Höhn. (Abhandlungen des Meteorologischen Dienstes der Deutschen Demokratischen Republik: Nr. 4.) Mit 3 Textabb., 40 S. Berlin: Akademie-Verlag. 1951. DM 6.50.

Die in der vorliegenden Veröffentlichung mitgeteilten, aus zehnjährigen Beobachtungen (1935 bis 1944) berechneten Monatsmittel und Extremwerte der Höhe der absoluten Topographie der 500 mb-Fläche und der relativen Topographie der 500 mb-Fläche über der 1000 mb-Fläche für Aberdeen, Paris, Hamburg, Warschau und Stockholm lassen einen fast völlig parallelen Verlauf der Jahresgänge der absoluten und der relativen Topographie und eine Vierteilung der Jahreskurven in Abschnitte mit geringer Änderung der Monatsmittel in den Monaten Dezember bis Februar (mit einer Gesamtänderung von 5 Dekametern) und Juni bis August (mit einer Gesamtänderung von 1 bis 5 Dekametern) und in Abschnitte eines starken Anstieges im Frühling (um 22 bis 29 Dekameter) und eines starken Abfalls im Herbst (um 15 bis 18 Dekameter) erkennen. Um einen besseren Einblick in die Struktur

des Jahresablaufes der Witterung zu gewinnen, wurden auch auf Grund zehnjähriger Tagesmittelwerte Jahresgänge der absoluten und relativen Topographie gebildet und besonders im Hinblick auf Singularitäten der Warmluft- und Kaltluftvorstöße diskutiert. Wenn auch für diese Zwecke eine zehnjährige Beobachtungsreihe noch zu kurz sein dürfte, um gesicherte Ergebnisse über Singularitäten zu liefern, ist diese erste Bearbeitung längerer Beobachtungsreihen doch sehr aufschlußreich und wertvoll. In den Jahresgängen konnten auch Symmetriepunkte festgestellt werden, die gegen die Solstitien um mehr als einen Monat verzögert sind und mit den Jahresextremen der relativen Topographie zusammenfallen. Eine Häufigkeitsuntersuchung der Abstände aufeinanderfolgender Maxima und Minima der relativen und der absoluten Topographie läßt ein Hervortreten von Rhythmen von etwa 5 bis 6, 9, 12, 16 und 20 bis 21 Tagen Dauer erkennen. F. Steinhauser, Wien.

Zwanzig Jahre Hochalpine Forschungsstation Jungfraujoch. Herausgegeben von A. von Muralt, unter Mitwirkung verschiedener anderer Forscher. 106 S. Bern: Verlag Stämpfli & Cie. 1951. Fr. 7,30.

Die Hochalpine Forschungsstation Jungfraujoch (mittlere Höhe zirka 3500 m ü. M.) stellt ein ganz einzigartiges Beispiel internationaler Zusammenarbeit dar. Obgleich dieses Institut durch die Initiative einiger Schweizer Forscher, wie vor allem des Meteorologen und Grönlandforschers A. de Quervain und der beiden Physiologen W. R. Hess und A. von Muralt entstanden ist und seine erfolgreiche Entwicklung gefunden hat, hat ihm erst die durch Hess angebahnte und durch von Muralt ausgebaute Beziehung zum Ausland die breite Basis verschafft, von der es heute getragen wird. Durch die Gewinnung der Mitarbeit von Deutschland, Österreich, England, Frankreich und Belgien sowie der Rockefeller-Stiftung konnten die bescheidenen Mittel der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft stark gemehrt und dadurch erst dem Institut die reiche bauliche Ausgestaltung verschafft werden, die sich seit der Gründung in so hohem Maße bewährt hat. Durch dieselbe breite Basis wurde aber auch ein reiches geistiges Reservoir erschlossen, indem dem Institut eine Fülle von Problemen und neben den Schweizern auch eine große Zahl von Ausländern zugeführt wurden, die ohne die Voraussetzung der organisatorischen Verbindung den Weg nach dem Jungfraujoch wohl kaum gefunden hätten. Durch seine ganze Entwicklung ist das Jungfraujoch-Institut zu einem Zentrum der europäischen Höhenforschung geworden, an dem sich die verschiedensten Disziplinen Heimatrecht erworben haben; neben den an dieser Stelle besonders interessierenden Gebieten der Meteorologie und Geophysik stehen dabei Höhenphysiologie, Astrophysik und die Erforschung der kosmischen Strahlung im Vordergrund der Aktivität.

Seit 1931 steht das Institut nun in Betrieb, zu gewissen Zeiten, besonders in den akademischen Ferien, in geradezu übersteigertem Vollbetrieb. Über 1600 Forscher aus 14 Ländern haben in den ersten 20 Jahren an der Station gearbeitet, in den letzten Jahren durchschnittlich etwa 130 im Jahr; überwiegend handelte es sich dabei um Teamwork in kleineren oder größeren Gruppen. In weit über 300 Publikationen sind die Resultate dieser Untersuchungen zur Veröffentlichung gelangt.

Wie schon nach fünf und nach zehn Jahren der Tätigkeit des Instituts legt nun der Präsident des Stiftungsrates der Hochalpinen Forschungsstation Jungfraujoch, der Berner Physiologe Prof. A. von Muralt, in einem im Buchhandel erschienenen Bericht Rechenschaft über die Entstehungsgeschichte und die Tätigkeit des Instituts ab; er fügt auch praktische Ratschläge für

Forscher bei, die erstmals eine Untersuchung auf dem Jungfraujoch planen. Alle diese allgemeinen Teile werden nicht nur in deutscher, sondern auch in englischer und französischer Sprache mitgeteilt, ein Abdruck der Stiftungsurkunde in deutscher Sprache ist beigegeben. Der wissenschaftliche Gehalt der Broschüre wird durch kürzere oder längere Berichte führender Mitarbeiter des Instituts vervollständigt; so geben die Physiker Blackett und Newth, die Astronomen Chalonge, Migeotte und Neven sowie die Physiologen Rein und Stämpfli einen Überblick über die Bedeutung und die Ergebnisse ihrer speziellen Jungfraujoch-Untersuchungen. W. Mörikofer, Davos.

The Observations and Photochemistry of Atmospheric Ozone and Their Meteorological Significance. Von R. A. Craig. (Meteorological Monographs: Band I, Nr. 2.) Mit 18 Textabb., 50 S. Boston: American Meteorological Society. 1950. $ 2.50.

Es ist die Absicht des Verfassers, in der vorliegenden Arbeit unter Berücksichtigung aller wesentlicher neuerer Literatur einen Überblick über die wichtigsten Beobachtungstatsachen und über die Fortschritte der photochemischen Theorie des Ozons zu geben und die charakteristischen Beobachtungsergebnisse vom Gesichtspunkt der photochemischen Theorie zu diskutieren.

Der Veröffentlichung sind auch umfangreiche Tabellen der Monatsmittel der bisher bekannt gewordenen Meßreihen von Ozon beigegeben, wobei an den ursprünglich von den Autoren zu hoch angegebenen Werten eine durch Verbesserung der Kenntnis der Absorptionskoeffizienten des Ozons notwendig gewordene Korrektur angebracht wurde. Diese kritisch gesichtete Zusammenstellung bildet die Grundlage für die Besprechung des Jahresganges und der Breitenabhängigkeit des Ozongehaltes. Dabei wird besonders auf die Existenz eines sekundären Maximums des Ozonbetrages im Spätsommer oder zu Herbstbeginn und auf das Vorhandensein eines Maximums in der Breitenabhängigkeit der Ozonverteilung bei 60° N hingewiesen. Letzteres bedeutet eine Schwierigkeit für die Erklärung der interdiurnen Veränderlichkeit des Ozongehaltes durch einfache advektive Zufuhr ozonreicherer Polarluft in höheren Breiten. Die Unterschiede im Ozongehalt von Jahr zu Jahr scheinen auch mehr von den Wetterverhältnissen abhängig zu sein als von solaren Einflüssen. Seiner photochemischen Theorie der Ozonbildung in der Atmosphäre konnte der Verfasser verbesserte Daten zugrunde legen. So wurden für das Sonnenspektrum im UV bis 2000 Å die aus V-2 Raketenaufstiegen gewonnenen Werte und die neuesten Angaben über die Absorptionsspektren des Sauerstoffes und des Ozons verwendet. Die damit berechnete Ozonverteilung weicht von den Ergebnissen der unabhängig vom Autor durchgeführten ähnlichen Berechnungen von Schröers und Dütsch nicht wesentlich ab. Die errechneten Ozonbeträge stimmen mit den beobachteten hinreichend überein. Der Einfluß der Sonnenhöhe und verschiedene Annahmen über die Temperaturen der freien Atmosphäre können den Jahresgang und die Breitenabhängigkeit des Ozons nicht erklären. Die Berechnung der bis zur Herstellung des photochemischen Ozongleichgewichts notwendigen Zeitdauer ergab, daß oberhalb der Schicht maximalen Ozongehaltes in 30 km dieses Gleichgewicht mit der Wirkung der Sonnenstrahlen praktisch immer besteht, in den Schichten darunter aber fast nie erreicht wird, wodurch ebenfalls Abweichungen zwischen Rechnung und Beobachtung verständlich werden. Zur Beseitigung der Abweichung zwischen berechneter und beobachteter Ozonverteilung und zur Berechnung der

Jahresgänge, der Breitenabhängigkeit und der Veränderlichkeit des Ozons muß eine Wirkung der allgemeinen Zirkulation und der Konvektion in der Atmosphäre und im besonderen für die Erklärung der interdiurnen Veränderlichkeit des Ozons die Wirkung des Absinkens der Luftmassen und der damit verbundenen Konvergenz angenommen werden. Die von verschiedenen Autoren angenommenen Strömungs- und Bewegungsschemata werden in ihrer Wirksamkeit kritisch verglichen. Nach den angedeuteten Erklärungsversuchen der Ozonverteilung könnte ein gelegentlich beobachtetes Doppelmaximum in der Höhenverteilung des Ozons höchstens als vorübergehende Störung aufgefaßt werden. Aus dem Zusammenwirken der photochemischen Ozonerzeugung und der Luftströmungen in der Ozonverteilung folgt auch, daß aus Ozonmessungen keine direkten Schlüsse auf Veränderungen auf der Sonne gezogen werden können. Unmittelbar solare Einflüsse könnten sich nur in Höhen über 35 km auswirken.

Die Arbeit, die außer den eigenen Untersuchungsergebnissen des Autors auch eine sehr klar geschriebene und kritische Übersicht über den neueren Stand der Ozonforschung bringt, verdient allgemeines Interesse.

F. Steinhauser, Wien.

Wetterflieger in der Arktis. Kriegserlebnisse des Flugzeugführers Rudolf Schütze. Bearbeitet und herausgegeben von W. Schwertfeger. Mit 19 Abb., 190 S. Buenos Aires: Deutscher Verlag „El Buen Libro". 1951. (Vertrieb: München Kommisionsbuchhandlung Ges. m. b. H., München 22 D. D. R., Thierschstraße 11.)

Die fortschreitende Technisierung der Kriege unserer Zeit und vor allem die in den Vordergrund gerückte Verwendung der Luftwaffe als direktes Kriegswerkzeug wie auch als Beobachtungsinstrument haben die Meteorologie und den Wetterdienst immer mehr zu einer kriegswichtigen Disziplin gemacht. Es gehört daher heute zu den Waffen des Krieges auch das Bestreben, dem Gegner das richtige Funktionieren seines Wetterdienstes durch Geheimhaltung der Wettermeldungen möglichst zu erschweren. Als Abwehr dagegen hat sich im letzten Weltkrieg ein neuer Typ meteorologischer Beobachter entwickelt, der Wettererkundungsflieger, der die Aufgabe hatte, auf Beobachtungsflügen, die oft über Strecken von weit mehr als 1000 km über Feindesland führen mußten, durch instrumentelle Messungen und durch unmittelbare Augbeobachtungen das Wettergeschehen festzustellen und die Grundlagen für die Wettervorhersagen aus diesen Gebieten zu beschaffen. Diese Wettererkundungsflüge mußten naturgemäß bei jedem Wetter durchgeführt werden und erforderten daher nicht nur großes fliegerisches Können sondern auch außerordentlichen persönlichen Mut, der sich nicht so sehr im direkten Kampf mit der gegnerischen Kriegsmacht als vielmehr im Kampf mit den Naturgewalten bewähren mußte. Es hat sich in den Leistungen dieser Wettererkundungsstaffeln ein stilles Heldentum besonderer Art entwickelt, von dem die Öffentlichkeit kaum etwas erfahren hat. Die erzielten Erfolge kamen aber nicht nur der Kriegsführung zugute, sondern haben nicht minder auch der meteorologischen Wissenschaft unschätzbares Beobachtungsmaterial und durch unmittelbares Durchfliegen aller Arten von Wetterentwicklungen eine Bereicherung der Erkenntnisse des Ablaufes der Prozesse der Wetterentwicklung gebracht, die von einzelnen erfahrenen Meteorologen dieser Wettererkundungsstaffeln, zu denen vor allem der Herausgeber des vorliegenden Buches gehört, auch wissenschaftlich ausgewertet und der Erweiterung meteorologischer Erfahrung nutzbar gemacht wurden.

Das Buch vermittelt uns in einer Bearbeitung von Tagebuchaufzeichnungen Rudolf Schützes, eines der erfolgreichsten Flugzeugführer der Wettererkundungsstaffeln, nicht nur einen Einblick in die schweren und gefahrvollen Aufgaben der Wettererkundungsflieger, sondern auch in prachtvollen Schilderungen Erlebnisse der Natur und des Wettergeschehens der Arktis und des Nordmeeres auf Flügen von Norwegen nach den Faröern, nach Island, Grönland, Jan Mayen, Spitzbergen und Novaja Semlja. Neben den Schilderungen des Erlebens der nordischen Landschaft, die durch eindrucksvolle Bildbeigaben unterstützt sind, werden den Meteorologen vor allem die Beschreibungen des Durchfliegens einer Warmfront, eines schweren Gewitterfluges, des Durchfliegens von Schauern, der Wolkenbildung und Wolkenschichtung und die eindrucksvolle Schilderung eines Nordlichtes packen und die Darstellung der Anlage und Durchführung eines normalen Wettererkundungsfluges interessieren. F. Steinhauser, Wien.

Gesamtregister der Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre. Zusammengestellt von H. Dieterichs. (Bd. 1—28 mit Bei- und Sonderheften.) (Veröffentlichungen des Meteorologischen Dienstes der Deutschen Demokratischen Republik: Nr. 4.) 48 S. Berlin: Akademie-Verlag. 1951. DM 4,20.

Zu den Opfern des zweiten Weltkrieges gehören auch die „Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre", die 40 Jahre hindurch die Entwicklung der Meteorologie begleitet und gefördert haben und 1945 mit dem 28. Band ihr Erscheinen einstellen mußten. Eine solch lange Reihe einer Zeitschrift kann als Fundgrube wissenschaftlicher Erkenntnisse aber erst richtig ausgenutzt werden, wenn in einem Gesamtregister ein bequemer Überblick über den Inhalt ermöglicht wird. Es ist darum als besonderes Verdienst des Bearbeiters und des Akademie-Verlages zu werten, daß sie es unternommen haben, noch nach Einstellung der Zeitschrift ein solches Register herauszubringen, das nicht nur ein alphabetisches Autoren- und Titelverzeichnis und ein ausführliches Schlagwortregister bringt, sondern als Neuerung auch noch ein Sachregister nach den Nummern der Dezimalklassifikation enthält. Es soll damit hier auf diese vielen sehr erwünschte nützliche Publikation aufmerksam gemacht werden. F. Steinhauser, Wien.

Geophysik. Von M. Toperczer. Mit 24 Textabb. und 1 Karte, 235 S. Wien: J. L. Bondi & Sohn. 1951.

Während es auf dem Gebiete der Meteorologie und im besonderen der Wetterkunde heute schon unzählige populärwissenschaftliche Darstellungen gibt, die sich an einen weiteren Leserkreis wenden, sind solche Darstellungen auf dem Gebiete der Geophysik merkwürdigerweise sehr selten. Es muß aber vom Standpunkt einer Wissenschaft als nicht bedeutungslos angesehen werden, wenn die Ergebnisse und Methoden ihrer Forschung über ihren eigenen Kreis hinaus mehr bekannt werden und wenn die Öffentlichkeit regeren Anteil und Interesse an der wissenschaftlichen Tätigkeit nimmt. Es ist daher sehr zu begrüßen, daß in der vorliegenden Veröffentlichung, die im Rahmen einer Schriftenreihe erschienen ist, die es sich zur Aufgabe gemacht hat, die wichtigsten Grundtatsachen der verschiedenen Wissensgebiete in sachlich richtiger und leichtverständlicher Form zur Darstellung zu bringen, nun auch die Ergebnisse und Methoden der Geophysik behandelt werden. Dabei versteht es der Verfasser, die gesicherten Wissensgebiete der Geophysik unter möglichster Vermeidung umstrittener Hypothesen in

klarer und verständlicher Art zu behandeln und in einem fortschreitenden Zusammenbau die verschiedenen Teilgebiete der Geophysik so zur Darstellung zu bringen, daß dem Leser nicht nur die Ergebnisse der Forschung vermittelt werden, sondern in ihm auch das Interesse für die Zusammenhänge der verschiedenen Forschungszweige geweckt wird. Er geht von der Bestimmung der Größe und Gestalt der Erde durch geodätische Messungen und aus dem Schwerefeld aus, kommt über die Behandlung der geotektonischen Kräfte und des Vulkanismus zur Darstellung der Ergebnisse und der Methoden der Erdbebenforschung und des Erdmagnetismus mit seinen zeitlichen Änderungen und deren Ursachen und schildert abschließend auch kurz die Aufgaben und Methoden der angewandten Geophysik. Dem Buch ist auch eine Karte der erdbebengefährdeten Gebiete Österreichs beigegeben. F. Steinhauser, Wien.

The Earth's Magnetism. Von S. Chapman. (Methuen's Monographs on Physical Subjects.) Mit 39 Textabb., 127 S. London: Methuen & Co. 1951. 6s. net.

Der Verfasser versteht es in ausgezeichneter Weise, auf dem engen Raum der Büchlein der bekannten Sammlung von Methuen's Monographs einen umfassenden Überblick über den neuesten Stand der Forschungsergebnisse auf dem Gebiete des Erdmagnetismus zu geben, der nicht nur erstaunlich inhaltsreich ist, sondern auch durch Anordnung des Stoffes dem Leser die inneren Zusammenhänge der verschiedenen Beobachtungsergebnisse, ihre wechselseitigen Beziehungen und die Gedankengänge der Erklärungsversuche klar werden läßt und in einer sehr ansprechenden flüssigen Darstellungsweise geschrieben ist. Es wird dabei auch immer deutlich gemacht, was heute als gesicherte theoretische Deutung und Erklärung anzusehen ist und wo nur unsichere hypothetische Erklärungsversuche vorliegen oder eine Erklärung überhaupt noch aussteht. Der Verfasser geht von der Beschreibung des Magnetfeldes der Erde und der Methoden seiner Beobachtung, Darstellung und theoretischen Analyse aus und bespricht auch die Ansichten über die Ursache des Erdmagnetismus und die Erscheinungen der Säkularvariation. Nach einer Erläuterung der verschiedenen Formen von kurzfristigen magnetischen Variationen werden die Erscheinungsformen der sonnentägigen Variation an ruhigen Tagen und der mondtägigen Variation sowie deren Analysen und Ursachen besprochen und die Typen und Erscheinungsformen magnetischer Störungen sowie ihre Abhängigkeit von solaren Vorgängen dargestellt. F. Steinhauser, Wien.

Die physikalisch-technischen Fortschritte der Geoelektrik. Von M. Müller. (Monografie di Geofisica: Nr. 2.) Mit 75 Textabb., 147 S. Milano: Istituto Geofisico Italiano. 1952.

Das vorliegende Buch soll nach der Absicht seines Autors die physikalischen und technischen Grundlagen der geoelektrischen Meßmethoden dem heutigen Stand der Entwicklung entsprechend darstellen. Tatsächlich ist es dem Verfasser gelungen, die große Fülle der verschiedenen Beobachtungsmethoden systematisch zu ordnen und sie auf wenige Grundtypen zur theoretischen Behandlung und Erklärung zurückzuführen. Trotz des verhältnismäßig geringen Umfanges des Buches sind fast alle, auch die modernen Verfahren, über die in der Literatur zusammenfassende Darstellungen fehlen, hinlänglich ausführlich in ihren Grundzügen behandelt. Das Schwergewicht der Darstellung liegt auf dem Grundsätzlichen und Wesentlichen der einzelnen Verfahren; technische Einzelheiten der Ausführung sind übergangen. In fünf

Kapiteln werden die theoretischen und experimentellen Grundlagen der Gleichstrommethoden, die theoretischen und experimentellen Grundlagen der Wechselstrommethoden und schließlich die dynamischen Methoden (Wellenmethode, Impulsmethode) kurz und im wesentlichen erschöpfend genug dargestellt.

Aus dem Inhalt hervorgehoben seien unter den Gleichstromverfahren die Temperatur- und Widerstandsmessungen im Bohrloch und die Abweichungsmessungen mit dem Teleklinometer, bei den Wechselstrommethoden die klare einfache und elegante Darstellung der experimentellen Grundlagen, der Anwendungsbereich der verschiedenen Prinzipschaltungen. Die methodische Anordnung des Stoffes und die klare Darstellung macht das Buch auch dem Studierenden empfehlenswert. M. Toperczer, Wien.

Ergebnisse der Beobachtungen am Adolf-Schmidt-Observatorium für Erdmagnetismus in Niemegk in den Jahren 1939 bis 1944. Von G. Fanselau, II. Teil. 107 S. Berlin: Akademie-Verlag. 1952. $ 3.60.

Dankenswerterweise wird in dem vorliegenden zweiten Teil des erdmagnetischen Jahrbuches 1939/1944 wieder eine durch den Krieg verursachte Lücke in den bekannt ausführlichen und reichhaltigen Jahrbüchern der Reihe Potsdam-Seddin-Niemegk geschlossen. Dieser Teil bringt wie in früheren Jahrbüchern von Niemegk Monats- und Jahresmittel der erdmagnetischen Elemente, die Abweichungen der Monatsmittel von den Jahresmitteln, Extremwerte der Tages- und Stundenmittel für alle Monate, mittlere fortschreitende Gänge an allen, an ruhigen und an gestörten Tagen jedes Monats, für alle Tage des Beobachtungszeitraumes die Aktivitätszahlen, die erdmagnetischen Kennziffern, die Tagesmittel der Elemente nach Weltzeit und die Abweichungen der fortlaufend gebildeten Tagesmittel vom Normalwert, ferner die Tagesgänge an allen, an ruhigen und an gestörten Tagen und die Monatsmittel der täglichen Gänge dargestellt durch stündliche Werte nach Weltzeit sowie die Monatsmittel der täglichen Gänge dargestellt durch stündliche Werte nach mittlerer Ortszeit und durch trigonometrische Reihen. F. Steinhauser, Wien.

Statistische Urteilsbildung. Erläutert an Beispielen aus Medizin und Biologie. Von H. Gebelein und H.-J. Heite. Mit 50 Textabb. und 20 Beispielen, XVI, 192 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1951. DM 15.60.

Statistischen Arbeitsmethoden kommt heute nicht nur bei Aufarbeitung klimatologischen und geophysikalischen Beobachtungsmaterials, sondern auch bei der Erarbeitung und mathematischen Bewertung von Beziehungen zwischen Beobachtungsgrößen und Verteilungen von Beobachtungswerten als Grundlagen für theoretische Untersuchungen in Meteorologie, Geophysik und besonders auch in der Bioklimatologie sehr große Bedeutung zu. Es werden daher statistische Methoden in unseren Wissenschaften noch mehr Verwendung finden müssen und anderseits wird aber auch noch mehr darauf geachtet werden müssen, daß durch Verwendung zweckentsprechender statistischer Darstellungsweisen und durch Vermeidung falscher Bewertungen der Ergebnisse Fehlschlüsse ausgeschaltet werden, wie sie heute leider immer noch vorkommen. Die unzulängliche Verwertung der statistischen Methoden hat ihren Grund oft darin, daß diese nicht hinreichend bekannt sind oder ihre Leistungsfähigkeit nicht richtig verstanden wird.

In vorliegendem Buch bieten nun die Autoren in ausgezeichneter und leichtverständlicher Darstellungsform nicht nur eine gründliche Einführung

in den Sinn der statistischen Urteilsbildung und in die Bewertung der Leistungsfähigkeit statistischer Methoden, sondern sie machen auch an zahlreichen Beispielen die Durchführung statistischer Darstellungen und die Anwendung statistischer Berechnungsmethoden klar. So wird z. B. bei der Behandlung der Darstellungsformen von Häufigkeitsverteilungen die Auswirkung verschiedener Klassenwahlen auf das optische Bild der Häufigkeitskurven und auf die Berechnung der Werte der statistischen Maßzahlen instruktiv gezeigt und die Methode der Bildung gleitender Durchschnitte, die dadurch verursachte Verzeichnung und die zu ihrer Behebung benötigte Anwendung von Verzerrungsfaktoren erläutert. Es wird das Verständnis für den Sinn der Gaußschen Normalverteilung und der schiefen Normalverteilung vermittelt, an mehreren Beispielen gezeigt, wie mit diesen Funktionen und Tabellen zu arbeiten ist, und die Benutzung von Wahrscheinlichkeitspapieren dargelegt. Aus dem Abschnitt über die Korrelationsrechnung für zwei Beobachtungsreihen sei besonders auf die Ausführungen über die Korrelation zwischen verschiedenen Mischungen zweier streuender Größen und über das auch in der Meteorologie bedeutsame Lag-Problem der Bestimmung der Korrelation zwischen durch Nachwirkung zeitlich verschobenen Beobachtungsreihen hingewiesen. Bei der Behandlung der Korrelation für drei Beobachtungsreihen wird u. a. auch eine frühere Auffassungen berichtigende Interpretation der partiellen Korrelationskoeffizienten gegeben. Ferner sei auf die ausführliche Behandlung der Korrelation bei zweiparametrigen Häufigkeitsverteilungen sowie auf die Behandlung der zugehörigen Korrelationstabellen und der zweiparametrigen Normalverteilungen erster Art (Gaußsche Verteilung) und zweiter Art (schiefe Verteilung) hingewiesen. Besonderes Interesse verdient die klare Darstellung der Methode der Prüffunktionen und der mit Mittelwert und Streuung zusammenhängenden Prüfgrößen, ihrer Verteilungen und ihrer Anwendung für Schlüsse auf statistische Massen, die nicht beobachtet worden sind (Erwartungswert und Streuung der Prüfgrößen um den Erwartungswert, χ^2-Funktion, Zufallsgrenzen, signifikante Differenzen).

Die eigentliche statistische Urteilsbildung, die das Ziel der praktischen Anwendung der Statistik darstellt, wird durch Schlüsse von einer statistischen Masse endlichen Umfangs auf eine andere Masse gewonnen und gipfelt in der Bewertung der auftretenden Abweichungen in dem Sinne, daß, wie die Verfasser es ausdrücken, festgestellt werden muß, welche Schwankungsbreiten noch nicht als verwunderlich gelten können. Es werden drei Formen statistischer Schlüsse unterschieden: Der Induktionsschluß von einem Ganzen auf einen Teil, der Repräsentationsschluß von einem Teil (Stichprobe) auf die Gesamtheit und der Transponierungsschluß zwischen zwei einander fremden Teilmassen der Gesamtheit. Die statistische Urteilsbildung mittels dieser Schlußweisen über absolute und relative Häufigkeiten, über Mittelwert, Streuung und Schiefe und über empirische Korrelationskoeffizienten wird eingehend erörtert. Ferner wird die Betrachtungsweise der Vertrauens- und Mutungsgrenzen dargestellt und mit den Ergebnissen des Repräsentationsschlusses verglichen und es werden Verfahren zur Beurteilung einer sehr geringen Korrelation entwickelt. Das Studium dieses Buches ist zur Vertiefung des Verständnisses für die statistische Urteilsbildung überhaupt wie auch für die praktische Anwendung statistischer Methoden und für die Bewertung ihrer Leistungsfähigkeiten sehr zu empfehlen. F. Steinhauser, Wien.

Herausgeber, Eigentümer und Verleger: Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5.
Für den Inhalt verantwortlich: Prof. Dr. F. Steinhauser, Wien V, Schloßgasse 14.
Druck: Manzsche Buchdruckerei, Wien IX.

Fortsetzung von der II. Umschlagseite

noch ungelösten Fragen der weiteren Forschung Anreiz geboten werden soll. Schließlich werden auch kritische Buchbesprechungen auf bedeutende Neuerscheinungen aus unserem Wissensgebiet hinweisen.

Die Verfasser werden gebeten, den Text möglichst knapp zu fassen und historische Einleitungen tunlichst zu vermeiden. In den beigegebenen Tabellen ist die Wiedergabe unverarbeiteten, umfangreichen Beobachtungsmaterials zu vermeiden; auch sollen die Resultate im allgemeinen nicht durch Tabellen und Kurven gleichzeitig wiedergegeben werden. Die Tabellen sollen eine Überschrift tragen.

Die Arbeiten können in deutscher, englischer oder französischer Sprache erscheinen. Es soll ihnen eine Zusammenfassung in mindestens zwei Sprachen vorangestellt werden. Eine Zusammenfassung ist auf jeden Fall vom Verfasser mitzuliefern, ihre Übersetzungen werden nötigenfalls vom Verlag besorgt. Die Literaturhinweise erfolgen durch im laufenden Text in Klammern eingefügte Nummern, die genaue Zitate bezeichnen, die in einem Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit zusammenzustellen sind.

Die Manuskripte sind gewöhnlich in Maschinenschrift auf einseitig beschriebenen, fortlaufend paginierten Blättern abzufassen. Abbildungsvorlagen sind in so sauberer Wiedergabe einzusenden, daß sie entweder unverändert verwendet oder durch Zeichner des Verlages einwandfrei neu gezeichnet werden können. Die Beschriftung, die innerhalb der Zeichnung angebracht wird, ist nur mit weichem Bleistift einzutragen. Unterschriften zu den Zeichnungen werden im Druck wiedergegeben, ihre Vorlagen sollen dem Manuskript direkt beigegeben werden.

Es können grundsätzlich nur Arbeiten angenommen werden, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind; die Autoren sind verpflichtet, auch nachträglich bis mindestens zum 31. Dezember des auf das Erscheinen folgenden Kalenderjahres ihre Arbeit nicht anderweitig in gleicher oder ähnlicher Form zu veröffentlichen.

Die Autoren erhalten eine erste Fahnenkorrektur, die sie nach erfolgter Durchsicht an den Verlag zu senden haben; eine Umbruchkorrektur wird den Autoren nicht zugestellt.

Die Mitarbeiter erhalten 75 Sonderdrucke ihrer Arbeit (ohne Umschlag) kostenlos; sie können eine beschränkte Anzahl weiterer Sonderdrucke gegen Entschädigung beziehen, müssen diese jedoch bei der Rücksendung der ersten Korrektur bestellen.

Manuskripte und Anfragen sind an einen der beiden unterzeichneten Herausgeber zu richten.

Dozent Dr. **W. Mörikofer**
Physikalisch-Meteorologisches Observatorium
Davos-Platz, Schweiz

Prof. Dr. **F. Steinhauser**
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik
Wien V, Schloßgasse 14, Österreich

Springer-Verlag
Wien I, Mölkerbastei 5
Österreich

S P R I N G E R - V E R L A G I N W I E N I

Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie

Serie B: **Allgemeine und biologische Klimatologie**

Herausgegeben von **W. Mörikofer,** Davos, und **F. Steinhauser,** Wien

Soeben erschien:

Band IV, Heft 2. (Abgeschlossen im Oktober 1952.) Mit 36 Abbildungen. 144 Seiten. 1952. S 110.—, DM 22.20, $ 5.30, sfr. 22.80

Inhaltsverzeichnis: **Conrad, V.** Climatic Changes or Cycles? — **Neumann, J.** On the Semi-Diurna Wave of Atmospheric Vapour Pressure. — **Stratil-Sauer, G.** Die Sommerstürme Südost-Irans. — **Huber, B.** Der Einfluß der Vegetation auf die Schwankungen des CO_2-Gehaltes der Atmosphäre. — **Lauscher, F.** Sonnen- und Himmelsstrahlung im Meer und in Gewässern. I. — **Seemann, J.** Strahlungsverhältnisse in Gewächshäusern. — **Goillot, C.** Un nouvel hygromètre spécialement conçu pour l'étude des microclimats au laboratoire ou à l'extérieur sous abri. — **Reuter, H.** Zur Berechnung kurzfristiger Änderungen der menschlichen Hauttemperatur. — **Mills, Clarence A.** Temperature Dominance over Human Life. — **Ekhart, E.** Zur harmonischen Analyse. — Buchbesprechungen.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung

Soeben erschien:

Kurzes Lehrbuch der Elektrotechnik

Von

Günther Oberdorfer

Dipl.-Ing., Dr. techn., o. Professor der Technischen Hochschule Graz

Mit 231 Textabbildungen. VII, 199 Seiten. Lex.-8°. 1952

S 72.—, DM 14.40, $ 3.45, sfr. 15.—; Ganzleinen S 84.—, DM 16.80, $ 4.—, sfr. 17.40

Trotz der großen Zahl elektrotechnischer Spezialwerke und kompendiöser Lehrbücher einerseits und volkstümlicher Einführungen anderseits hat bisher ein Buch gefehlt, in dem das Gesamtgebiet der Elektrotechnik in knapper, aber doch auch strengen Ansprüchen genügender Form behandelt wird. Hier liegt es aus der Feder des bekannten Verfassers des vierbändigen Lehrbuches der Elektrotechnik (Oldenbourg, München) vor. Es wendet sich an den angehenden Elektrotechniker, dem es einen ersten Überblick über das Gesamtgebiet vermittelt, ebenso wie an den großen Kreis von Wissenschaftlern und Technikern, Gewerbetreibenden usw., die ein solides elektrotechnisches Grundwissen benötigen. Der erste Teil des Buches bringt die wissenschaftlichen Grundlagen, wie sie den heutigen physikalischen Ansichten entsprechen. Der zweite Teil behandelt die praktischen Anwendungen. Besonderer Wert wurde auf einfache und klare Darstellung gelegt, die jede Problematik in der Maßsystemfrage vermeidet. Durch Verwendung seines „natürlichen Maßsystems" läßt der Verfasser ein derartiges Problem gar nicht aufkommen, sondern führt den Leser unbeschwert durch die hier vorhandenen Klippen.

Acta Physica Austriaca

Unter Mitwirkung der Österreichischen Akademie der Wissenschaften

Herausgegeben von

K. W. Fritz Kohlrausch und **Hans Thirring**

Graz Wien

Schriftleitung: **Paul Urban,** Graz

Soeben erschien:

Band 6, Heft 1

(Ausgegeben im September 1952.)

Mit 18 Abbildungen. 104 Seiten. 1952. S 88.—, DM 18.—, $ 4.30, sfr. 18.50

Inhaltsverzeichnis: **Steipe, L.** Untersuchungen über Magnetophotophorese. — **Ledinegg, E.** und **P. Urban.** Zur gruppentheoretischen Behandlung der linearen Atomkette. — **Sexl, Th.** Über den Begriff der effektiven Reichweite in der Theorie der Streuung von Nukleonen an Atomkernen. — **Cap, F.** Über die statische Wechselwirkung von Leptonen vermittels eines DE BROGLIE-Feldes. — **Robl, H.** COMPTON-Streuung im homogenen Magnetfeld. — **Baumann, K.** Bericht über die neuere Entwicklung der Quantenelektrodynamik. II. — **Hittmair, O.** Über Interferenzeffekte in Winkelkorrelationen. — **Renner, H.** und **O. Theimer.** RAMAN-Spektrum und Struktur der Salpetersäure und ihrer wäßrigen Lösungen. — **Kohlrausch, K. W. F.** Bericht über die Tagung für Elektronenmikroskopie.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung

Printed in Austria